ORSAY
SÉRIE A,
N° D'ORDRE :
96

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

Madeleine BERNHEIM

PREMIÈRE THÈSE

Étude des noyaux Li^6, Li^7 et N^{14} par diffusion d'électrons

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 3 mai 1965 devant la Commission d'examen

MM. A. BLANC-LAPIERRE — Président

B. JANCOVICI
D. ISABELLE
G. BISHOP
} Examinateurs

ORSAY
SÉRIE A, N°
N° D'ORDRE :
96

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

Madeleine BERNHEIM

PREMIÈRE THÈSE

Étude des noyaux Li^6, Li^7 et N^{14} par diffusion d'electrons

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 3 mai 1965 devant la Commission d'examen

MM. A. BLANC-LAPIERRE — Président

B. JANCOVICI
D. ISABELLE
G. BISHOP
} Examinateurs

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544306_0028

TABLE DES MATIÈRES

Pages

I - INTRODUCTION 9

II - ETUDE THEORIQUE DU PHENOMENE DE DIFFUSION 11

1/ Diffusion élastique 14

a) Modèle de Helm 15
b) Modèle en couches 16

2/ Diffusion inélastique 18

a) Modèle de Helm 21
b) Modèle en couches 21

3/ Spectre de photons virtuels 23

4/ Corrections 24

a) Corrections à apporter à la section efficace de diffusion élastique 26

α) Correction radiative de Schwinger 26
β) Rayonnement de freinage (bremsstrahlung) 28
γ) Collisions avec les électrons (straggling) 28

b) Corrections à apporter aux sections efficaces de diffusion inélastique 29

c) Correction de queue radiative élastique 30

α) Rayonnement de freinage à grand angle 31
β) Rayonnement de freinage à petit angle 32
γ) Diffusion de Möller par collision 33

d) Correction de queue radiative inélastique 33

III - PARTIE EXPERIMENTALE..... 35

1/ Montage expérimental..... 35

a) Machine..... 35

α) Faisceau d'électrons - Déviations..... 35
β) Mesure du courant..... 38
γ) Spectromètres..... 38
δ) Détection et comptage..... 39

b) Cibles..... 40

α) Azote 14..... 40
β) Lithium 6 et lithium 7..... 41

2/ Description d'une expérience - Analyse des courbes - Choix des paramètres..... 41

3/ Précision..... 42

IV - RESULTATS ET INTERPRETATION..... 45

1/ Niveaux discrets..... 45

A) Azote 14..... 45

a) Diffusion élastique..... 45
b) Niveau à 2,31 MeV..... 50
c) Niveau à 3,945 MeV..... 53
d) Niveau à 5,10 MeV..... 56
e) Niveau à 5,83 MeV..... 58
f) Niveau à 7,03 MeV..... 61
g) Niveau à 8,0 MeV..... 63

B) Lithium 6..... 66

a) Diffusion élastique..... 69
b) Niveau à 2,184 MeV..... 70
c) Niveau à 3,56 MeV..... 71
d) Niveau à 4,52 MeV..... 74
e) Niveaux à 5,35 MeV - 7,40 MeV - 8,37 MeV..... 74
f) Conclusion..... 74

C) Lithium 7..... 75

a) Diffusion élastique..... 79
b) Niveau à 0,478 MeV..... 79
c) Niveau à 4,63 MeV..... 82
d) Niveau à 5,7 MeV..... 84
e) Niveau à 6,8 MeV..... 86
f) Niveau à 7,47 MeV..... 86
g) Conclusion..... 87

2/ Electrodésintégration du lithium..... 87

A) Lithium 6..... 87
B) Lithium 7..... 91

V - CONCLUSION..... 101

APPENDICE 103

"Les unités de temps, de masse et d'énergie étant définies de façon à ce que $c = \hbar = 1$ et soient sans dimensions, la masse, la quantité de mouvement et l'énergie s'expriment avec la même unité, ici en MeV.

On rappelle que le fermi est une unité de longueur : $1\ F = 10^{-13}$ cm".

I. – INTRODUCTION

Nous présentons dans cette thèse les résultats d'expériences de diffusion d'électrons (dont l'énergie varie entre 100 et 500 MeV) sur le lithium 6, le lithium 7 et l'azote 14.

L'interaction entre les noyaux et les électrons étant essentiellement électromagnétique, elle peut être calculée par l'électrodynamique quantique ; la méthode expérimentale et l'analyse théorique tiennent alors compte du fait que la masse au repos des électrons est négligeable et que leur vitesse est pratiquement égale à celle de la lumière.

Lorsqu'un électron de grande énergie traverse la matière un certain nombre de réactions se produisent, notamment :

1/ la diffusion élastique des électrons par les noyaux,
2/ la diffusion inélastique des électrons par les noyaux,
3/ une diffusion avec émission de photons,
4/ une diffusion avec ionisation de la matière,
5/ la production de mésons. Mais le seuil de ce dernier phénomène est environ 150 MeV et n'intervient pratiquement que pour des énergies supérieures à 200 MeV, alors que les autres sont observables à des énergies beaucoup plus basses.

On appelle diffusion le changement de trajectoire de la particule incidente sous l'effet de son interaction avec le noyau cible ; l'électron cède une partie de son énergie au noyau, primitivement au repos. Si l'énergie acquise par le noyau est exclusivement cinétique, la diffusion est dite élastique. S'il y a, de plus, augmentation de son énergie de masse, la diffusion est dite inélastique. Elle est cohérente si le noyau dans son ensemble y a participé : dans ce cas il se retrouve dans un état excité ; elle est incohérente si elle est effectuée par un des nucléons du noyau, lequel sort du noyau sans interaction avec les autres nucléons et après avoir subi un choc élastique. C'est alors le phénomène de diffusion quasi-élastique.

Les informations que l'on peut extraire de ces expériences sont très importantes quant à la connaissance du noyau :

- la section efficace différentielle de diffusion élastique permet de calculer le facteur de forme du noyau, et d'en déduire son extension spatiale ;

- la section efficace différentielle de diffusion inélastique permet de déterminer le caractère électrique ou magnétique et la multipolarité de la transition étudiée. Si celle-ci est déjà connue, on peut inversement connaître la nature des configurations responsables des états entre lesquels la transition se produit ;

- on en déduit la largeur radiative et le temps de vie de l'état excité ;

- on peut enfin connaître la distribution de charge à l'intérieur du noyau et avoir des éléments de connaissance de ses fonctions d'onde, que l'on peut ensuite comparer avec des modèles théoriques possibles de noyau.

Nous avons ainsi étudié le lithium 6, le lithium 7 et l'azote 14. Ces trois noyaux sont des noyaux de la couche 1p ; comme ce sont des noyaux légers, la théorie des perturbations au premier ordre leur est applicable, ce qui permet ensuite des calculs assez simples basés sur des modèles de noyau.

Inversement, de nombreux calculs théoriques ont été effectués pour retrouver le schéma expérimental des états excités de ces noyaux. C'est ainsi que pour l'azote 14 une étude systématique des configurations possibles des états excités de spin isotopique égal à 0 et à 1 a été faite [1]; il était donc intéressant de comparer les prédictions aux expériences, et d'attribuer aux niveaux d'énergie mis en évidence par diffusion d'électrons une configuration déterminée dans le cadre du modèle en couches. C'est ce que nous avons essayé de faire.

Quant aux isotopes du lithium, ce sont les premiers noyaux de la couche 1p ; le lithium 6 est le noyau miroir impair-impair le plus léger après le deutéron, ce qui conduit à certaines simplifications dans les calculs théoriques. En examinant son spectre expérimental ainsi que celui du lithium 7, on constate qu'on peut y trouver des transitions pures, électriques quadrupolaires et magnétiques dipolaires. Cela est relativement rare car les transitions entre un état fondamental et un état excité sont généralement mélangées ; l'intérêt présenté par la pureté d'une transition est que cette transition permet de déterminer les paramètres et les fonctions d'onde du noyau. De plus, le lithium 6 se comporte en général très différemment des autres noyaux de la couche 1p, tant pour les valeurs mesurées des paramètres que dans l'accord avec les modèles de noyaux : il semble que ses nucléons p soient beaucoup moins liés que ceux des noyaux 1p plus lourds. Nous avons donc étudié les états excités de ces deux noyaux jusqu'à 10 MeV d'excitation. Pour expliquer alors certains résultats obtenus sur les états excités à basse énergie de ces noyaux, nous avons été amenés à étudier leur électrodésintégration.

Nous présentons dans le chapitre II la méthode d'analyse de nos résultats, dans le chapitre III la technique expérimentale et dans le chapitre IV les résultats expérimentaux et leur interprétation.

II. – ÉTUDE THÉORIQUE DU PHÉNOMÈNE DE DIFFUSION

L'électrodynamique quantique nous apprend que la diffusion des électrons par un noyau s'effectue par l'échange de photons virtuels entre deux courants, l'un représentant l'électron, l'autre le noyau. Ces courants électromagnétiques sont des vecteurs de l'espace de Lorentz. Nous appliquerons ici l'approximation de Born, ce qui revient à supposer qu'un seul photon virtuel est échangé entre les deux particules intervenant dans la réaction ; elle consiste en trois points :

1/ On utilise la théorie des perturbations au 1er ordre pour calculer l'interaction.

2/ L'électron incident et l'électron diffusé sont donc représentés par des ondes planes, solutions de l'équation de Dirac.

3/ Bien que l'électron soit relativiste, on traitera le noyau classiquement.

Cette approximation est valable pour autant que $Z\alpha$ soit bien inférieur à 1 ; dans le cas de notre noyau le plus lourd, $Z\alpha = 0,05$; nous sommes donc dans les limites de validité de l'approximation à un seul photon et nous la supposerons dans tout ce qui suit.

Lorsqu'un électron est diffusé par un noyau, son courant et sa charge de transition agissent sur la densité de charge $\rho(r)$, sur la densité de courant $\vec{j}(r)$ et sur la densité d'aimantation $\vec{\mu}(r)$ du noyau. Cette interaction provoque la transition et l'élément de matrice d'interaction s'écrit [2, 3] :

$$< f \,|H|\, i > = \int A_\mu(r)\, J^\mu(r)\, d^4 r \qquad (1)$$

- avec $A_\mu(r)$, potentiel de Möller représentant les champs créés par l'électron :

$$A_\mu(r) = - \frac{4\pi e}{q^2} \exp(iqr)\, \bar{u}_f\, \gamma_\mu\, u_i$$

u_f et u_i étant les spineurs de l'électron diffusé et de l'électron incident ;

γ_μ est l'opérateur de Dirac

$\vec{q}$ est le transfert de quantité de mouvement par l'électron incident au noyau :

$$\vec{q} = \vec{p}_i - \vec{p}_f = \sqrt{2E_o \cdot E_f (1 - \cos\theta)}$$

$$E_o = E_f + \varepsilon + \frac{q^2}{2M}$$

θ : angle de diffusion

E_o : énergie de l'électron incident (nombre d'onde k_o)

E_f : énergie de l'électron diffusé (nombre d'onde k_f)

ε : énergie d'excitation du noyau de masse $M \gg |\vec{q}|$

- avec $J^\mu(r)$, opérateur de courant de transition nucléaire :

$$\left[\rho(r),\ \frac{1}{c} \vec{j}(r) + \vec{\nabla}_\Lambda \vec{\mu}(r) \right]$$

En écrivant les conditions d'invariance de jauge et d'invariance de Lorentz, on arrive à

$$\langle f \,|H|\, i \rangle = - \left(\frac{4\pi e}{q^2} \right) (\bar{u}_f \gamma_\mu u_i)\ j^\mu(q) \qquad (2)$$

où $j^\mu(q)$ est la transformée de Fourier de $J^\mu(r)$.

On développe les champs en ondes multipolaires d'ordre λ, on somme le carré de l'élément de matrice sur tous les spins de l'état final, on fait la moyenne sur tous les spins de l'état initial et on obtient ainsi la section efficace de diffusion qui est proportionnelle au carré de l'hamiltonien d'interaction (pour un angle solide $d\Omega$) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{\lambda=0}^{\infty} \frac{d\sigma^L_{e\lambda}}{d\Omega} + \sum_{\lambda=1}^{\infty} \frac{d\sigma^T_{E\lambda}}{d\Omega} + \sum_{\lambda=1}^{\infty} \frac{d\sigma^T_{M\lambda}}{d\Omega} \qquad (3)$$

Le premier terme de cette somme provient de l'interaction entre la charge du noyau et la composante parallèle à $\vec{q}$ du vecteur courant de l'électron : c'est l'interaction coulombienne et ce terme est appelé terme coulombien ou longitudinal ;

Le deuxième terme provient de l'interaction de la composante perpendiculaire (ou transverse) à $\vec{q}$ du vecteur courant de l'électron avec la densité de courant du noyau. Ces deux termes correspondent aux multipôles électriques d'ordre λ ;

Le dernier terme provient enfin de l'interaction du champ électromagnétique de l'électron avec la densité d'aimantation nucléaire. Il correspond aux multipôles magnétiques d'ordre λ.

La distinction entre multipôles électriques et multipôles magnétiques dépend de la parité du champ électromagnétique d'ordre λ : si le champ électromagnétique a la parité $(-1)^\lambda$, le multipôle est dit électrique ; s'il a la parité $(-1)^{\lambda+1}$, le multipôle est dit magnétique. La détermination de l'ordre multipolaire et du caractère de la transition permet en outre de connaître la parité π_f du niveau étudié du noyau si on connait celle de l'état fonda-

mental π_i. On a en effet :

$\pi_i \cdot \pi_f = (-1)^\lambda$ si le multipôle de la transition est électrique,

$= (-1)^{\lambda+1}$ si le multipôle de la transition est magnétique.

Les valeurs permises pour λ sont restreintes par les règles de sélection : à savoir si I_i et I_f sont les moments angulaires de l'état fondamental et de l'état excité étudié, on a les inégalités :

$$|I_i - I_f| \leqslant \lambda < I_i + I_f$$

L'expérience montre que généralement λ est le plus petit possible.

Explicitons chaque terme de la section efficace différentielle de diffusion :

$$\left.\begin{aligned}
\frac{d\sigma^L_{C\lambda}}{d\Omega} &= \left(\frac{e}{\hbar c}\right)^2 \frac{4\pi}{[(2\lambda+1)!!]^2} \frac{q^{2\lambda}}{k_o^2} B(C\lambda, q, I_f, I_i)\, V_L(\theta) \\
\frac{d\sigma^T_{E\lambda}}{d\Omega} &= \left(\frac{e}{\hbar c}\right)^2 \frac{4\pi(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} \frac{q^{2\lambda}}{k_o^2} B(E\lambda, q, I_f, I_i)\, V_T(\theta) \\
\frac{d\sigma^T_{M\lambda}}{d\Omega} &= \left(\frac{e}{\hbar c}\right)^2 \frac{4\pi(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} \frac{q^{2\lambda}}{k_o^2} B(M\lambda, q, I_f, I_i)\, V_T(\theta)
\end{aligned}\right\} \quad (4)$$

- $V_L(\theta)$ et $V_T(\theta)$ sont des facteurs cinématiques et si E_o et $E_f \gg m$ et $\gg |\vec{q}|$,

$$V_L(\theta) = \frac{\cos^2 \theta/2}{\sin^4 \theta/2} \qquad V_T(\theta) = \frac{1 + \sin^2 \theta/2}{2 \sin^4 \theta/2}$$

- les fonctions B sont données par la relation,

$$B(A\lambda, q) = |\langle f | M(A\lambda, \mu, q) | i \rangle|^2 \quad (5)$$

dans laquelle A ≡ C, E ou M

avec :

$$\left.\begin{aligned}
M(C\lambda, \mu, q) &= \frac{(2\lambda+1)!!}{q^\lambda} \int j_\lambda(qr)\, Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi)\, \rho(r)\, d^3r \\
M(E\lambda, \mu, q) &= \frac{(2\lambda+1)!!}{(\lambda+1)q^{\lambda+1}} \int \left[\vec{\nabla} \wedge \vec{L}\, j_\lambda(qr)\, Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi)\right] \left[\frac{1}{c}\vec{j}(r) + \vec{\nabla} \wedge \vec{\mu}(r)\right] d^3r \\
M(M\lambda, \mu, q) &= -\frac{i(2\lambda+1)!!}{(\lambda+1)q^\lambda} \int \left[\vec{L}\, j_\lambda(qr)\, Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi)\right] \left[\frac{1}{c}\vec{j}(r) + \vec{\nabla} \wedge \vec{\mu}(r)\right] d^3r
\end{aligned}\right\} \quad (6)$$

1 - DIFFUSION ELASTIQUE

Dans une diffusion élastique $\varepsilon = 0$, le noyau après le choc se retrouve dans le même état qu'avant le choc : $I_f = I_i$. Le phénomène a été étudié en détail par Hofstadter [4], par Bishop [5].

Comme le moment magnétique du noyau est faible, les nucléons n'étant pas relativistes, le terme longitudinal est prédominant lorsque θ est différent de 180°. En outre, Schiff [2] montre que la section efficace de diffusion élastique ne dépend en général que de transitions monopolaires ($\lambda = 0$) et le terme coulombien est le seul qui ne s'annule pas pour cette condition.

Dans ce cas :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{elast.} = \left(\frac{Ze^2}{2E_o}\right)^2 \frac{\cos^2 \theta/2}{\sin^4 \theta/2} |F(q)|^2 \qquad (7)$$

$$= \sigma_{Mott} \cdot |F(q)|^2$$

- σ_{Mott} est la section efficace différentielle de diffusion élastique d'un électron par un noyau ponctuel, donnée dans le repère du centre de masse.

Pour obtenir la section efficace dans le repère du laboratoire, on multiplie l'expression ci-dessus par :

$$\frac{E_f}{E_o} = \frac{1}{1 + \frac{E_o}{M}(1 - \cos\theta)}.$$

- F(q) est le facteur de forme élastique du noyau considéré ; il correspond à une distribution finie de la charge nucléaire. $\rho(r)$ étant la distribution de densité de charge du noyau, le facteur de forme est la transformée de Fourier de $\rho(r)$:

$$F(q) = \sum_{\lambda=0}^{\infty} F(C\lambda, q) = \int_{vol.\ nucl.} \rho(\vec{r})\ \exp(i\vec{q}\vec{r})\ d\vec{r} \qquad (8)$$

C'est une quantité sans dimensions si la densité de charge est normalisée au volume nucléaire :

$$\int_{v.n.} \rho(\vec{r})\ d^3\vec{r} = 1$$

Lorsqu'on admet une distribution sphérique de charge :

$$F(q) = \int_o^\infty \frac{\sin qr}{qr}\ \rho(r)\ 4\pi r^2\, dr \qquad (9)$$

$$= \int_o^\infty j_o(qr)\ \rho(r)\ 4\pi r^2\, dr \qquad (10)$$

$j_o(qr)$ étant la fonction de Bessel sphérique d'ordre 0.

Cependant cette expression est mise en défaut pour des transferts de quantité de mouvement correspondant aux zéros de la fonction de Bessel, dits zéros de diffraction. Dans ce cas on n'obtient la section efficace que par une solution numérique rigoureuse de l'équation de Dirac pour une distribution de charge soigneusement choisie pour le noyau, ou par l'utilisation de multipôles d'ordre supérieur à zéro. En effet Schiff [6,2], pour expliquer le remplissage des zéros de diffraction, suppose que le noyau est déformé mais possède toutefois un axe de symétrie ; sa densité de charge a alors pour expression :

$$\rho(r) = \rho_o(r) + \rho_2(r) \cdot Y_{20}(\theta, \varphi) \qquad (11)$$

$\rho_o(r)$ étant la distribution de charge sphérique correspondant à la symétrie sphérique de Dirac et $\rho_2(r) \cdot Y_{20}(\theta, \varphi)$ la déformation provoquant la transition quadrupolaire. Le facteur de forme s'écrit alors :

$$F^2(q) = F_o^2(q) + F_2^2(q) \qquad (12)$$

avec
$$F_2(q) = \frac{1}{Z} \left(\frac{4\pi}{P_I}\right)^{1/2} \int j_2(qr)\ \rho_2(r)\ r^2\, dr \qquad (13)$$

- P_I étant un facteur de projection quadrupolaire sur l'axe de symétrie pris comme axe de quantification $= \frac{I_i\ (2I_i - 1)}{(I_i + 1)\ (I_i + 3)}$.

- $j_2(qr)$ présente des maxima pour les valeurs de q qui donnent à $j_o(qr)$ des minima : les premiers font donc disparaître les seconds.

Le moment quadrupolaire électrique de l'état fondamental du noyau mesuré par rapport à l'axe de symétrie est :

$$Q = \frac{8\pi}{5}\ Z\ \sqrt{P_I} \int \rho_2(r)\ r^4\, dr \qquad (14)$$

ce qui donne pour $F_2(q)$, dans le cas de q petit :

$$F_2(q) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{5}{P_I}}\ \frac{Q}{Z}\ \frac{j_2(qr)}{r^2} \qquad (15)$$

Expérimentalement on atteint le facteur de forme élastique en divisant la section efficace de diffusion élastique expérimentale par la section efficace de Mott calculée dans le système de coordonnées du laboratoire. On choisit alors des modèles de distribution de charge dans le noyau et on calcule ses paramètres à partir de la valeur mesurée du facteur de forme élastique. Ces paramètres permettront ensuite d'analyser les résultats de la diffusion inélastique et d'en extraire les caractéristiques du noyau.

a) *Modèle de Helm* [7].

C'est un modèle à interaction de surface, dans lequel toute la charge nucléaire de transition est supposée concentrée à la surface du noyau ; on néglige le courant et le moment magnétique nucléaire. C'est évidemment une grande simplification mais ce modèle a beaucoup de succès car il retrouve les sections efficaces expérimentales.

Les mesures de Hofstadter avaient montré que le noyau pouvait être décrit par un coeur dur dont la surface est diffuse et expliqué par une distribution de charge uniforme à l'intérieur du noyau puis s'annulant rapidement à sa surface. Une distribution de Fermi explique bien la plupart des mesures expérimentales, mais les calculs de facteurs de forme deviennent alors assez compliqués. Aussi Helm utilise une distribution uniforme d'extension R vers le centre du noyau et la pondère par une autre distribution, uniforme ou gaussienne, pour atténuer la chute brutale en R. Il écrit donc :

$$\rho(\vec{r}) = \int \rho_o(\vec{r}')\ \rho_1(\vec{r} - \vec{r}')\ d^3\vec{r}' \qquad (16)$$

$\rho_o(r)$ et $\rho_1(r)$ sont normalisés comme $\rho(r)$.

L'avantage de cette méthode est que le facteur de forme F(q) ainsi obtenu est le produit de 2 facteurs de forme $F_o(q)$ et $F_1(q)$ puisque la transformée de Fourier d'une convolution de fonctions est le produit des transformées de Fourier de chaque fonction. Un autre avantage est que chaque distribution représentera un paramètre du noyau ; $\rho_o(r)$ définira le rayon nucléaire et $\rho_1(r)$ l'épaisseur de surface nucléaire.

Nous avons choisi pour deuxième distribution une distribution gaussienne de paramètre g, donnant de meilleurs résultats que la fonction uniforme.

Ainsi
$$\left.\begin{array}{l} \left[\begin{array}{ll} \rho_o(r) = \left[\frac{4}{3}\ \pi\ R^3\right]^{-1} & \text{pour } r \leqslant R \\ \rho_o(r) = 0 & \text{pour } r > R \end{array}\right. \\ \text{et} \quad \left[\rho_1(r) = (2\pi g^2)^{-3/2} \exp\left(-\frac{r^2}{2g^2}\right)\right] \end{array}\right\} \qquad (17)$$

D'où :

$$F_{el}(q) = 3\,\frac{j_1(qR)}{qR}\ \exp\left(-\frac{q^2 g^2}{2}\right) \qquad (18)$$

avec $j_1(qR)$: fonction de Bessel sphérique d'ordre 1.

On détermine R et g en ajustant les facteurs de forme expérimentaux aux facteurs de forme ainsi calculés : d'abord R par des mesures de facteur de forme à faibles transferts de quantité de mouvement, pour lesquels le terme en exponentielle n'intervient guère ; ensuite g en augmentant les transferts.

Le rayon quadratique moyen nucléaire $\langle r^2 \rangle = \int \rho(\vec{r}) r^2\, d\vec{r}$ devient ici :

$$= \int \rho_o(\vec{r}')\ \rho_1(\vec{r} - \vec{r}')\ r^2\, d\vec{r}\, d\vec{r}'$$

$$= \langle r_o^2 \rangle + \langle r_1^2 \rangle$$

puisque les distributions ρ_o et ρ_1 sont symétriques : $\langle r_o \rangle = \langle r_1 \rangle = 0$

$$= \frac{3}{5} R^2 + 3g^2 \ldots \quad (19)$$

b) *Modèle en couches* [8, 9].

L'hypothèse de départ est que chaque nucléon est considéré comme étant dans un puits de potentiel représentant son interaction moyenne avec tous les autres nucléons du système : la fonction d'onde d'un ensemble de particules est le produit des fonctions d'onde de chaque particule. Le modèle prédit des sections efficaces en général tout à fait comparables à celles du modèle de Helm, sauf, cependant pour quelques cas, qui sont alors radicalement différents.

La forme la plus simple de l'interaction est une fonction du rayon défini à partir du centre de masse du noyau. Une théorie plus complète fait intervenir d'autres variables dynamiques de la particule : moment linéaire, moment angulaire orbital, spin. Ce modèle est très utilisé dans l'étude des noyaux de la couche p car il a remarquablement expliqué les résultats expérimentaux de nombreux éléments et en particulier du carbone.

Les fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique sont de la forme [4] :

$$\psi = R_{nl}(r)\ Y_{lm}(\hat{r}) \tag{20}$$

$R_{nl}(r)$ étant la fonction radiale et $Y_{lm}(\hat{r})$ l'harmonique sphérique de surface .

Pour des noyaux à Z protons répartis dans les couches s (2 protons) et p (Z-2 protons), on a une densité de charge de la forme suivante en supposant une symétrie sphérique :

$$\rho(r) = \frac{1}{4\pi Z} \sum_{n} R_{nl}^2 \tag{21}$$

qui devient

$$\rho(r) = \frac{1}{\pi^{3/2}} \frac{1}{a^3 Z} \left[1 + \left(\frac{Z-2}{3} \right) \frac{r^2}{a^2} \right] \exp \left(- \frac{r^2}{a^2} \right) \tag{22}$$

Le facteur de forme s'écrit alors :

$$F(q) = \left[1 - \left(\frac{Z-2}{6Z} \right) q^2 a^2 \right] \exp \left(- \frac{q^2 a^2}{4} \right) \tag{23}$$

et le rayon quadratique moyen :

$$< r^2 > = a^2 \left(\frac{5Z-4}{2Z} \right) \tag{24}$$

"a", paramètre de l'oscillateur harmonique, est relié à l'intervalle d'énergie ε entre les niveaux, successifs et équidistants, de l'oscillateur :

$$a^2 = \frac{\hbar^2}{M\varepsilon}$$

Les fonctions radiales sont tabulées et données en fonction de a :

couche s : $R_o = 2 \left(\frac{1}{a^6 \pi} \right)^{1/4} \exp \left(- \frac{r^2}{2a^2} \right)$

couche p : $R_1 = \sqrt{\frac{8}{3}} \left(\frac{1}{a^{10} \pi} \right)^{1/4} r \exp \left(- \frac{r^2}{2a^2} \right)$

En outre pour atteindre la vraie valeur du facteur de forme élastique, deux corrections sont à appliquer ; l'une qui tient compte de l'extension spatiale du proton, l'autre reliant l'origine du système de coordonnées des fonctions d'onde avec le centre de masse du noyau, de façon à satisfaire la condition d'invariance de translation.

La première correction s'effectue par la convolution de la distribution de charge du proton ρ_p avec la distribution obtenue par le modèle en couches :

$$\rho(\vec{r}) = \int \rho_p(\vec{r}') \; \rho_{M.C.} \; (\vec{r} - \vec{r}') \; d\vec{r}'$$

En choisissant pour le proton une distribution gaussienne nous obtenons la nouvelle expression de F(q) :

$$F(q) = \left[1 - \frac{Z-2}{6Z} \, q^2 a^2 \right] \exp \left(- \frac{q^2 a^2}{4} \right) \exp \left(- \frac{q^2 a_p^2}{4} \right)$$

avec $a_p^2 = \frac{2}{3} < r^2 >_p = 0,43 \text{ fermi}^2$

si $\sqrt{< r^2 >_p} = 0,8 \text{ fermi.}$

La seconde correction s'effectue en multipliant le facteur de forme par le terme $\left[\exp \left(- \frac{q^2 a^2}{4A} \right) \right]$ [10].

Nous avons finalement le facteur de forme élastique et le rayon quadratique moyen donnés par le modèle en couches :

$$F(q) = \left[1 - \frac{Z-2}{6Z} \, a^2 q^2 \right] \exp \left[- \frac{q^2 (a_p^2 + a^2 (1 - 1/A)}{4} \right] \qquad (23)$$

$$< r^2 >_{charge} = < r^2 >_{oscil.} + \frac{3}{2} \left[a_p^2 + a^2 \left(1 - \frac{1}{A} \right) \right] \qquad (24)$$

2 - DIFFUSION INELASTIQUE

La diffusion est dite inélastique s'il y a augmentation de l'énergie potentielle du noyau, ce qui se traduit soit par une excitation du noyau soit par sa désintégration. Dans le premier cas, l'état excité n'a qu'un temps de vie court, et le noyau revient à son état fondamental.

Le rayonnement γ par lequel le noyau se désexcite est émis par les multipôles électriques et magnétiques. Les différents termes de la section efficace différentielle de diffusion

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{\lambda=0}^{\infty} \frac{d\sigma^{L}_{C\lambda}}{d\Omega} + \sum_{\lambda=1}^{\infty} \frac{d\sigma^{T}_{E\lambda}}{d\Omega} + \sum_{\lambda=1}^{\infty} \frac{d\sigma^{T}_{M\lambda}}{d\Omega} \qquad (3)$$

s'écrivent [11] :

$$\left.
\begin{aligned}
\frac{d\sigma^{L}_{C\lambda}}{d\Omega} &= \left(\frac{e}{\hbar c} \right)^2 \frac{4\pi}{[(2\lambda+1)!!]^2} \frac{q^{2\lambda}}{k_o^2} \frac{\cos^2 \theta/2}{4 \sin^4 \theta/2} \, B(C\lambda, q, I_i \longrightarrow I_f) \\
\frac{d\sigma^{T}_{E\lambda}}{d\Omega} &= \left(\frac{e}{\hbar c} \right)^2 \frac{4\pi(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} \frac{q^{2\lambda}}{k_o^2} \frac{1 + \sin^2 \theta/2}{8 \sin^4 \theta/2} \, B(E\lambda, q, I_i \longrightarrow I_f) \\
\frac{d\sigma^{T}_{M\lambda}}{d\Omega} &= \left(\frac{e}{\hbar c} \right)^2 \frac{4\pi(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} \frac{q^{2\lambda}}{k_o^2} \frac{1 + \sin^2 \theta/2}{8 \sin^4 \theta/2} \, B(M\lambda, q, I_i \longrightarrow I_f)
\end{aligned}
\right\} \qquad (25)$$

- k_o est le nombre d'onde, correspondant à l'énergie incidente E_o,

- I_i et I_f sont les moments angulaires totaux de l'état fondamental et de l'état excité,

- les termes $B(A\lambda, q, I_i \rightarrow I_f)$ avec A = C, E ou M, sont à un coefficient près les facteurs de forme nucléaire, qui à la limite de $q \longrightarrow 0$ deviennent les probabilités réduites de transition radiative.

En effet, le facteur de forme nucléaire s'écrit :

$$B(A\lambda, q, I_i \longrightarrow I_f) = \sum_{M_f \mu} |< I_f\ M_f |\ M(A\lambda, \mu)\ | I_i\ M_i >|^2$$

$$= \frac{1}{2I_i + 1} |< I_f \parallel M(A\lambda, q) \parallel I_i >|^2 \qquad (26)$$

Le terme au carré est l'élément réduit de matrice de la transition nucléaire. Lorsque q.r est petit, on peut écrire, pour une fonction de Bessel sphérique :

$$j_\lambda(qr) \# \frac{(qr)^\lambda}{(2\lambda + 1)!!}$$

En remplaçant $\left[\frac{(2\lambda + 1)!!}{q^\lambda}\ j_\lambda(qr) \right]$ par r^λ, les éléments de matrice multipolaires de transition nucléaire sont alors identiques à l'élément de matrice multipolaire qui apparaît dans la formule du temps de vie de désexcitation radiative τ_λ du niveau de spin I_f qui retourne à l'état fondamental de spin I_i :

$$\left(\frac{1}{\tau_\lambda}\right)_{q \to 0} = \frac{8\pi(\lambda + 1)}{\lambda [(2\lambda + 1)!!]^2} \frac{e^2}{\hbar} \left(\frac{\varepsilon}{\hbar c}\right)^{2\lambda+1} \frac{2I_i + 1}{2I_f + 1} B(\lambda, I_i \longrightarrow I_f) \qquad (27)$$

Ici $B(\lambda, I_i \longrightarrow I_f)$ est la probabilité réduite de transition radiative. Le facteur $\frac{2I_i + 1}{2I_f + 1}$ est un facteur statistique de spin qui tient compte du fait que les états initiaux et finaux sont interchangés dans les processus d'excitation coulombienne et de désexcitation radiative.

Le temps de vie moyen de désexcitation τ_λ est relié à la largeur radiative Γ du niveau étudié par la relation

$$\tau_\lambda \quad \Gamma = \hbar \qquad (28)$$

Les termes $B(A\lambda, q, I_i \longrightarrow I_f)$ contiennent toute l'information nucléaire donnée par le phénomène de diffusion et c'est par eux que se comparent l'expérience et la théorie : l'expérience fournit les facteurs de forme, donc des mesures directes des probabilités de transition radiative, lesquelles permettent de remonter aux éléments de matrice nucléaire.

Revenons à l'équation donnant la section efficace différentielle de diffusion. En groupant les termes, on peut la mettre sous la forme :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_{Mott} \left[F_L^2(q^2) + \left(\frac{1}{2} + tg^2 \frac{\theta}{2} \right) \right] F_T^2(q^2) \qquad (29)$$

Les termes F_L et F_T sont les facteurs de forme inélastiques longitudinal et transverse. Dans cette équation la dépendance angulaire est contenue explicitement dans $tg^2\,\theta/2$ et implicitement dans q. On distingue facilement le facteur de forme longitudinal du facteur de forme transverse : le premier a une dépendance angulaire en $\cos^2\theta/2$, le second en $1 + \sin^2\theta/2$. En effectuant deux expériences à même transfert, mais à des angles θ très différents (donc à des énergies incidentes différentes) les facteurs de forme inélastiques seront égaux pour une transition électrique pure tandis que pour une transition magnétique pure ils seront dans le rapport $\frac{1 + 2\,tg^2\,\theta_1/2}{1 + 2\,tg^2\,\theta_2/2}$.

En fait les transitions sont généralement mélangées. Aussi pour déterminer F_L et F_T, on trace la courbe F_{in}^2 en fonction de $tg^2\,\theta/2$: on obtient une droite dont la pente est égale à F_T^2, et de la valeur de l'ordonnée à l'origine on déduit F_L^2.

On calcule alors les probabilités de transition radiative pour de faibles q :

$$B(C\lambda, q, I_i \to I_f) = |F_L(C\lambda, q, I_i \to I_f)|^2 \frac{Z^2[(2\lambda + 1)!!]^2 e^2}{4\pi q^{2\lambda}} \qquad (30)$$

$$B(M\lambda, q, I_i \to I_f) = |F_T(M\lambda, q, I_i \to I_f)|^2 \frac{Z^2 \lambda[(2\lambda + 1)!!]^2 e^2}{4\pi(\lambda + 1)q^{2\lambda}} \qquad (31)$$

On peut comparer la vie moyenne mesurée à la vie moyenne théorique calculée par Weisskopf dans le cadre du modèle à particule indépendante [12] et pour une fonction d'onde supposée uniforme pour $r \leqslant R$.

$$\frac{1}{\tau_{E\lambda}} = 2\,\frac{(\lambda + 1)}{\lambda[(2\lambda + 1)!!]^2}\left(\frac{3}{\lambda + 3}\right)^2 \frac{e^2}{\hbar} R_o^{2\lambda}\left(\frac{\varepsilon}{\hbar c}\right)^{2\lambda+1} \qquad (32)$$

$$\frac{1}{\tau_{M\lambda}} = 20\,\frac{(\lambda + 1)}{\lambda[(2\lambda + 1)!!]^2}\left(\frac{3}{\lambda + 3}\right)^2 \frac{e^2}{\hbar} R_o^{2\lambda}\left(\frac{\varepsilon}{\hbar c}\right)^{2\lambda+1}\left(\frac{\hbar}{McR_o}\right)^2 \qquad (33)$$

avec
- R_o rayon nucléaire $= 1{,}2 \cdot 10^{-13}\,A^{1/3}$ cm
- M masse du proton.

Cette expression est donnée pour un moment angulaire orbital de l'état final égal à zéro. Il est cependant possible de la généraliser à toutes les valeurs possibles de l en introduisant un facteur statistique dans l'expression de $\frac{1}{\tau_\lambda}$.

Le rapport de la vie moyenne mesurée à la vie moyenne théorique s'appelle facteur d'accélération qui, s'il est différent de l'unité, indique la présence de phénomènes de nature collective.

Schiff [2] a montré que pour des transitions à particule indépendante, les contributions de charge dans $B(C\lambda)$, de courant de convection dans $B(E\lambda)$, et d'aimantation dans $B(M\lambda)$ sont du même ordre de grandeur. Cependant pour des transitions de nature collective, les contributions de courant de convection et d'aimantation sont beaucoup plus petites que la contribution de charge : elle seule donc apparaîtra dans les transitions collectives électriques.

Reste donc à comparer les valeurs mesurées de probabilités réduites de transition aux valeurs calculées à partir de modèles théoriques nucléaires, c'est-à-dire à trouver une forme analytique à l'élément de matrice nucléaire.

$$M(A\,\lambda,\,\mu) = \frac{(2\lambda + 1)!!}{q^{\lambda}} \int \rho(r)\; j_{\lambda}(qr)\; Y_{\lambda\mu}(\theta\,\varphi)\; d\tau \qquad (34)$$

a) *Modèle de Helm.*

Partant toujours du modèle d'une fonction de convolution pour la distribution de charge nucléaire, Helm [7] suit l'idée de Schiff [6] qui proposait une fonction $\delta(r - R)$ dans le cas de transitions quadrupolaires : ceci revenant à dire que les nucléons responsables de la transition étaient à la surface d'une sphère de rayon R ; mais il étend cette distribution à tous les ordres λ de multipôles et en effectue la convolution par la distribution déjà vue dans la diffusion élastique. Les protons sont distribués suivant une gaussienne de part et d'autre de la surface d'une sphère de rayon R.

On arrive ainsi au facteur de forme inélastique:

$$|F(\lambda\,,\,q\,,\,\varepsilon)|^2 = \beta(I_i, I_f,\,\lambda)\; j_{\lambda}^2\,(qR)\; \exp\,(-q^2 g^2) \qquad (35)$$

avec $$\beta(I_i\,,\,I_f\,,\,\lambda) = \frac{1}{2I_i + 1}\; |\,<I_f\,\|Y_{\lambda}\,(\hat{r})\,\|I_i>\,|^2$$

β, déterminé par normalisation aux facteurs de forme inélastiques de la courbe $\left[\, j_{\lambda}(qR)\, \exp\left(-\frac{q^2 g^2}{2}\right)\right]$, nous conduira à la probabilité réduite de transition radiative. En effet, dans le cas par exemple de transition électrique :

$$F_{in}^2 = \frac{4\pi q^{2\lambda}}{Z^2\,[(2\lambda + 1)!!]^2}\; B(\lambda) = \beta(\lambda)\; j_{\lambda}^2(qR) \qquad (36)$$

En développant la fonction de Bessel, à la limite de $q \longrightarrow 0$, on a :

$$B(\lambda)_{I_i \to I_f} = \beta(\lambda)\frac{Z^2}{4\pi}\, R^{2\lambda} \qquad (37)$$

On calcule ensuite la vie moyenne τ_{λ} et la largeur radiative Γ du niveau étudié.

b) *Modèle en couches*

L'oscillateur harmonique, utilisé pour la diffusion élastique, donne des niveaux d'énergie équidistants et trop espacés pour les états excités des noyaux. Nous utiliserons cependant ses fonctions d'onde radiales parce qu'analytiquement elles sont les plus simples à manipuler, dans une méthode de calcul qui sépare les intégrations angulaires et radiales des éléments de matrice décrivant la diffusion. Willey [11] a calculé les sections efficaces dans le cas d'une excitation de particule indépendante. Nous utiliserons aussi son calcul dans le cas d'une excitation collective pour la dépendance radiale : cette approximation donne des résultats à mieux que 20 % pour le calcul des probabilités de transition. On peut donc supposer que $B(\lambda)$ est indépendant du modèle.

L'intégration angulaire de l'élément de matrice nucléaire [13] donne une constante déterminée par l'expérience tandis que l'intégration radiale détermine la dépendance en q du facteur de forme.

Nous avons vu que les probabilités de transition radiative s'écrivaient :

$$B(A\lambda, q, I_i \longrightarrow I_f) = \frac{1}{2I_i + 1} \, | < I_f \| M(\lambda, q) \| I_i > |^2 \, | f(q) |^2 \qquad (26)$$

$|f(q)|^2$ étant l'ensemble des facteurs correctifs vus au paragraphe précédent à savoir $\left[\exp \left(- \frac{(a_p^2 - a^2/A)q^2}{2} \right) \right]$.

On évalue alors les éléments réduits de matrice, faisant intervenir les opérateurs multipolaires pour chaque catégorie de transition.

Le calcul s'effectue en suivant les notations de Willey [11] à l'aide des éléments réduits de matrice des opérateurs tenseurs à particule indépendante, entre les états de la configuration l^ν ; ce qui nous donne en couplage L-S :

$$\begin{aligned} & < L'S'J'T'M_T' \, | \sum_j \mathcal{L}_\lambda(j) \, \frac{1 + \tau_j^2}{2} \, \| \, LSJTM_T > = \\ & \delta_{M_T M_T'} \, \delta_{SS'} \, \nu \sum_p < \psi' \{ \, | \psi_p > < \psi \, \{ \, | \psi_p > \times \\ & \times [(2J + 1)(2J' + 1)(2L + 1)(2L' + 1)]^{1/2} \, (-1)^{L_p + S + J + l} \times \\ & \times \begin{Bmatrix} L & J & S \\ J' & L' & \lambda \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} l & L' & L_p \\ L & l & \lambda \end{Bmatrix} (nl \| \mathcal{L}_\lambda \| nl) \left(\frac{1}{2} \delta_{TT'} + \tau_p \right) \end{aligned} \qquad (38)$$

avec $$\tau_p = (-1)^{T + T' + \frac{1}{2}} (2T + 1)^{1/2} \begin{Bmatrix} \frac{1}{2} & T' & T_p \\ T & \frac{1}{2} & 1 \end{Bmatrix} (T \, M_T \; 10 \, | \, T' \, M_T') \sqrt{\frac{3}{2}} \qquad (39)$$

Les coefficients 6-j sont représentés par des accolades, les coefficients de Glebsch-Gordan par deux parenthèses séparées par une barre.

$\mathcal{L}_\lambda$ est un opérateur tenseur n'opérant que sur les coordonnées orbitales . La sommation sur p est une sommation sur les états parents, et les coefficients $< \psi \, \{ \, | \, \psi_p >$ sont les coefficients de parentage fractionnel tabulés par Jahn et Van Wieringen [14].

On arrive ainsi à des valeurs de l'élément de matrice ayant la forme $\sum_\lambda C < n_i l_i \, | \, j_\lambda(qr) \, | \, n_f l_f >$, C étant un coefficient numérique pour la transition $n_i l_i \longrightarrow n_f l_f$ avec

$$< n_i l_i \, | \, j_\lambda(qr) \, | \, n_f l_f > = \int_0^\infty R_{n_i l_i}(r) \, R_{n_f l_f}(r) \, j_\lambda(qr) r^2 \, dr \qquad (40)$$

$R_{nl}(r)$ étant la fonction d'onde radiale normalisée, définie par Talmi [15].

Par normalisation des facteurs de forme inélastiques expérimentaux aux facteurs de forme ainsi calculés, on détermine la probabilité réduite de transition radiative de la transition, ainsi que la durée de vie et la largeur du niveau étudié.

3 - SPECTRE DE PHOTONS VIRTUELS

Nous venons de voir que les probabilités réduites de transition nucléaire $B(A\lambda, q, I_i, I_f)$ se définissent de la même façon que la probabilité réduite de transition radiative $B(\lambda, I_i, I_f)$ et qu'à la limite $q^2 = 0$ elles s'égalent. Ce résultat permet d'utiliser le concept de photons virtuels, sauf dans le cas du terme monopolaire ($\lambda = 0$) de la diffusion coulombienne, car celui-ci n'a pas d'analogue radiatif.

Fermi en 1924 [16] avait émis l'hypothèse que l'interaction avec un noyau d'une particule chargée, animée d'une grande vitesse, pouvait être expliquée en remplaçant le projectile par un train d'ondes électromagnétiques. Dans ces conditions, la section efficace de réaction nucléaire est égale à la section efficace de réaction photonucléaire à un coefficient près, appelé nombre ou spectre de photons virtuels que l'on peut associer au projectile.

Ce résultat est étonnant car le champ électrique produit par un électron animé d'une grande vitesse possède deux composantes, longitudinale et transversale, tandis que le champ électrique d'un photon est purement transversal. L'égalité des probabilités réduites de transition électrique longitudinale, de transition électrique transversale, de transition radiative, à la limite $q^2 = 0$, démontrée par Willey [11] à partir de l'équation de conservation du courant de transition, permet de lever cette difficulté.

Cette idée a été développée par de nombreux auteurs, depuis Fermi. Dalitz et Yennie [17] ont donné une expression du spectre de photons virtuels se décomposant en deux termes : spectre de photons transversaux, spectre de photons longitudinaux, mais leurs résultats ne sont valables que dans le cas d'un noyau ponctuel. Barber [18] suppose une extension spatiale finie du noyau sous forme d'une sphère de rayon égal au rayon quadratique moyen de charge du noyau. Isabelle et Bishop [19] font aussi intervenir des facteurs de forme pour le noyau, mais qui dépendent des transitions étudiées.

Le spectre de photons virtuels associés à un électron d'énergie incidente E_o, pour un transfert d'énergie k, s'écrit, pour une transition électrique :

$$\frac{dN_\lambda}{d\Omega} = k \left[\frac{d\sigma_{E\lambda}}{d\Omega} \Big/ \sigma_{\gamma\lambda}(k) \right] \qquad (41)$$

Blatt et Weisskopf [12] donnent l'expression de la section efficace de photoabsorption :

$$\sigma_{\gamma\lambda}(k) = \frac{\pi^2}{k^2} \frac{8\pi(\lambda + 1)}{\lambda[(2\lambda + 1)!!]^2} k^{2\lambda+1} B(\lambda, k, I_i, I_f) \qquad (42)$$

$\frac{d\sigma_{E\lambda}}{d\Omega}$ est donnée par l'équation N° 4.

De même pour une transition magnétique.

On obtient ainsi les densités de photons longitudinaux et transverses pour des transitions électriques et magnétiques en fonction des probabilités de transitions nucléaires. Si on suppose que les nucléons agissant avec le champ électromagnétique sont placés à la surface d'une sphère de rayon égal au rayon quadratique moyen, avec l'approximation suivante pour $q\sqrt{<r^2>} << 1$:

$$j_\lambda(q\sqrt{<r^2>}) = \frac{q^\lambda \sqrt{<r^2>}^\lambda}{(2\lambda+1)!!} \quad [1 - \beta_\lambda q^2 <r^2>]$$

on a finalement les expressions des densités de photons longitudinaux et transverses en fonction de facteurs de forme eux-mêmes fonction du paramètre $\sqrt{<r^2>}$ et de la transition étudiée :

$$\left.\begin{aligned}
\left(\frac{dN_{C\lambda}}{d\Omega}\right)_L &= \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{E_f^2(1+\cos\theta)}{q^2} \frac{2\lambda}{\lambda+1} \left(\frac{q}{k}\right)^{2\lambda-2} \frac{1 - 2\beta_\lambda q^2 <r^2>}{1 - \frac{2(\lambda+3)}{\lambda+1} \beta_\lambda k^2 <r^2>} \\
\left(\frac{dN_{E\lambda}}{d\Omega}\right)_T &= \frac{\alpha}{4\pi^2} \frac{E_o^2 + E_f^2 + E_o F_f (1-\cos\theta)}{E_o^2 (1-\cos\theta)} \left(\frac{q}{k}\right)^{2\lambda-4} \frac{1 - \frac{2(\lambda+3)}{\lambda+1} \beta_\lambda q^2 <r^2>}{1 - \frac{2(\lambda+3)}{\lambda+1} \beta_\lambda k^2 <r^2>} \\
\left(\frac{dN_{M\lambda}}{d\Omega}\right)_T &= \frac{\alpha}{4\pi^2} \frac{E_o^2 + E_f^2 + E_o E_f (1-\cos\theta)}{E_o^2 (1-\cos\theta)} \left(\frac{q}{k}\right)^{2\lambda-2} \frac{1 - \frac{2(\lambda+3)}{\lambda+1} \beta_\lambda q^2 <r^2>}{1 - \frac{2(\lambda+3)}{\lambda+1} \beta_\lambda k^2 <r^2>}
\end{aligned}\right\} \quad (44)$$

Les coefficients β_λ sont égaux à $\frac{1}{10}$ et à $\frac{1}{14}$ pour λ égal à 1 et à 2 respectivement.

4 - CORRECTIONS

Les calculs de diffusion élastique et de diffusion inélastique d'électrons par un système nucléaire sont basés sur l'échange d'un seul photon virtuel entre l'électron et le noyau. L'échange de plus d'un photon virtuel introduirait des termes supplémentaires en α mais les termes d'ordre plus élevé seront suffisamment petits pour être négligés, sauf si des effets dispersifs apparaissent. En fait une estimation de ces effets montre qu'ils ne représentent que quelques pour-cent du terme du premier ordre.

D'autres phénomènes que la diffusion se produisent dans la cible. Ils modifient la forme du spectre et de ce fait faussent la section efficace expérimentale qui doit donc être corrigée pour être utilisée. Ils se traduisent tous par des pertes d'énergie pour l'électron et sont au nombre de trois :

1/ L'électron diffusé émet et absorbe des photons virtuels par effet de réaction de l'électron sur son champ propre : il y a élargissement des pics élastique et inélastiques et la correction radiative de Schwinger y pallie.

2/ Les électrons incidents étant ralentis par leur passage au milieu des électrons de la cible, émettent un rayonnement dit de freinage (bremsstrahlung). Selon que les photons sont émis avec une énergie supérieure ou inférieure à la résolution expérimentale, ils contribuent à l'élargissement du pic ou à son extension vers les basses énergies ; sa section efficace varie en $(\Delta E)^{-1}$.

3/ La cible utilisée n'est pas infiniment mince ; elle provoque une dispersion de l'énergie des électrons qui la traversent (straggling) : l'électron incident subit un grand nombre de collisions sur les électrons atomiques et ionise les atomes de la cible ; chaque collision ne produit en général qu'une très faible perte d'énergie mais la perte totale peut être supérieure à la résolution expérimentale. La distribution de cette perte d'énergie est quasiment gaussienne autour de la perte d'énergie la plus probable et a une queue vers les basses énergies du spectre qui varie en $(\Delta E)^{-2}$. Landau a calculé cette correction d'ionisation.

4/ Il y a des pertes supplémentaires d'énergie par ionisation dans le mylar de la chambre à diffusion, dans les feuilles d'aluminium à l'entrée et à la sortie de la chambre à vide du spectromètre, dans l'air entre la chambre à diffusion et l'entrée du spectromètre ; mais la contribution de ces éléments peut être évaluée à 0,1 MeV, et est négligeable devant les autres.

Ces corrections peuvent être classées en deux groupes :

a) celles contribuant à la mesure de la section efficace de diffusion par élargissement du pic. Elles correspondent aux électrons qui perdent par ces processus,et après diffusion à l'énergie E,une quantité d'énergie ΔE, de telle sorte qu'on ne les trouve pas dans la mesure de la section efficace faite à l'énergie E.

b) celles contribuant à l'extension du pic vers les basses énergies et qui correspondent aux électrons qui, diffusés à l'énergie $(E + \Delta E)$, sont détectés comme s'ils étaient diffusés à l'énergie E, parce qu'ayant perdu par les processus ci-dessus l'énergie ΔE. Ces électrons modifient le spectre inélastique parce qu'ils se surajoutent aux électrons diffusés inélastiquement.

La forme du spectre est donc déterminée par la convolution de toutes les corrections avec la distribution en énergie du faisceau incident. Si la perte totale d'énergie est limitée à quelques pour-cent (et c'est le cas), on peut faire des approximations qui conduisent à une forme analytique simple pour la fonction de convolution.

Avant d'étudier les corrections à apporter au spectre expérimental nous allons définir exactement ce que nous appelons l'énergie de l'électron incident.

Le spectre en énergie des électrons diffusés nous donne la valeur E_e de l'énergie de l'électron après diffusion élastique, en prenant l'abscisse du sommet du pic élastique. Pendant le choc, l'électron incident cède une partie de son énergie cinétique au noyau cible, lequel recule. Le calcul de l'énergie de recul du noyau ΔE_R se fait en cinématique relativiste en écrivant les équations de conservation impulsion-énergie. On arrive immédiatement au résultat donné dans le repère du laboratoire :

$$\Delta E_R = \frac{E_o^2}{M} \left[\frac{1 - \cos\theta}{1 + \frac{E_o}{M}(1 - \cos\theta)} \right] \qquad (45)$$

Enfin il faut tenir compte de l'énergie perdue par ionisation dans la partie de la cible traversée par l'électron avant la diffusion. Cela pose le problème de savoir où a lieu le phénomène : statistiquement il a lieu au milieu de la cible ; si ΔE_S est l'énergie la plus probable [20] perdue par ionisation pour une épaisseur t en gr/cm² de cible, Sternheimer donne :

$$\Delta E_S = \xi t \, [\text{Log } \xi t + b] \qquad (46)$$

avec $$\xi = \frac{2\pi Ne^4}{mc^2 \rho} = 0,154 \frac{Z}{A} \qquad t = \frac{\rho x}{\cos\theta/2}$$

- A, Z numéro atomique et nombre de masse du noyau cible
- b constante variant avec le noyau cible (tabulée par Sternheimer)
- N nombre d'électrons par cm³
- ρ densité de la cible
- x épaisseur de la cible en cm.

On arrive finalement à la valeur de l'énergie des électrons incidents :

$$E_o = E_e + \Delta E_R + \frac{\Delta E_S}{2} \qquad (47)$$

a) *Corrections à apporter à la section efficace élastique de diffusion.*

Elles sont au nombre de trois :

α) *Correction radiative de Schwinger.*

Nous voulons mesurer la section efficace de diffusion élastique correspondant au schéma suivant :

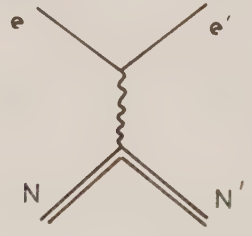


Fig. 1 - Correction radiative de Schwinger.
a - Diagramme théorique de l'interaction.

En fait, nous mesurons en même temps les sections efficaces d'effets radiatifs provoqués par l'électron sur le noyau diffuseur :

Fig. 1 - b - c - d - Diagrammes des effets radiatifs provoqués par l'électron sur le noyau.

et la section efficace de la polarisation du vide:

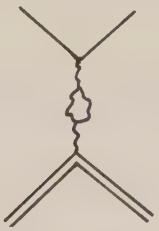


Fig. 1 - e - Diagramme de la polarisation du vide.

Schwinger [21] a calculé ces effets dans le cas de la diffusion par un potentiel coulombien. De plus, il faut tenir compte aussi de l'émission de photons mous d'énergie k inférieure à la résolution expérimentale, émission soit par l'électron incident, soit par l'électron diffusé. Ces termes sont destinés à éliminer la divergence infrarouge des processus virtuels. Le résultat donne la probabilité $P(\theta,k)$ pour que la perte d'énergie par rayonnement sur le noyau diffusant soit inférieure à k :

$$P(\theta, k) = \exp(-\delta_s)$$

avec

$$\delta_s = \frac{4\alpha}{\pi}\left[\left(\text{Log}\,\frac{2E_e \sin\theta/2}{mc^2} - \frac{1}{2}\right)\left(\text{Log}\,\frac{E_e}{\Delta E} - \frac{13}{12}\right) + \frac{17}{72} + \frac{1}{2}\sin^2\frac{\theta}{2}\,g(\theta)\right] \qquad (48)$$

$g(\theta)$ étant une intégrale ne dépendant que de θ et dont la valeur varie entre 0,8 et 1,2 dans la gamme des θ étudiés [22].

Cependant dans le cas de diffusion par le proton, on ne peut négliger le recul du noyau qui est important, le noyau de recul pouvant rayonner. Tsai [23] a calculé la correction radiative dans ce cas :

$$\delta_s = \frac{4\alpha}{\pi}\left[\left(\frac{1}{2}\,\text{Log}\,\frac{E_o}{\Delta E}\left(\frac{E_e}{E_o}\right)^2 + \frac{1}{2}\,\text{Log}\,\frac{E_e}{\Delta E} - \frac{13}{12}\right)\left(\text{Log}\,\frac{2E_e \sin\theta/2}{mc^2} - \frac{1}{2}\right) + \frac{17}{72} + \frac{1}{2}\sin^2\frac{\theta}{2}\,g(\theta)\right] \qquad (49)$$

Yennie [24] a repris les calculs de Schwinger de façon à tenir compte des diagrammes d'ordre supérieur à ceux considérés ici ; mais cette correction ne diffère à peu près pas des calculs de Schwinger au premier ordre et ce sont ceux-ci que nous avons utilisés.

β) *Rayonnement de freinage (Bremsstrahlung).:*

Ici, l'effet radiatif se produit sur les noyaux de la cible autres que le noyau diffuseur. La perte d'énergie due à ce phénomène étant supérieure à la résolution expérimentale, la section efficace mesurée ne représente qu'une partie de la section efficace réelle. Néanmoins, l'effet de la fluctuation statistique en énergie se traduit aussi par un élargissement du spectre.

Soit t l'épaisseur de la cible en g/cm², Δ la perte d'énergie de l'électron d'énergie E au cours du passage dans la cible. Si la résolution expérimentale ΔE est suffisamment faible pour que la section efficace de diffusion soit constante entre les énergies E et (E - ΔE), on peut écrire la probabilité pour qu'un électron d'énergie E perde une énergie Δ en traversant l'épaisseur t de matière [25]:

$$P(E, \Delta, t)\, d\Delta = \frac{d\Delta}{E} \frac{1}{F\left(\frac{t}{X_o} \operatorname{Log} 2\right)} \left[\operatorname{Log} \frac{E}{E - \Delta}\right]^{\frac{t}{X_o \operatorname{Log} 2} - 1} \qquad (50)$$

- X_o est la longueur de radiation de la cible étudiée
- La fonction $F\left(\frac{t}{X_o} \operatorname{Log} 2\right)$ est telle que pour $\left(\frac{t}{X_o} \operatorname{Log} 2\right) << 1$ elle soit égale à $\frac{t}{X_o} \operatorname{Log} 2$.
- avec $\Delta E << E$, on a au 1er ordre

$$\left.\begin{aligned} \int_o^{\Delta\varepsilon} P(E, \Delta, t) d\Delta &= \left(\frac{\Delta E}{E}\right)^{\frac{t}{X_o \operatorname{Log} 2}} = \exp\left(-\delta_B\right) \\ \text{avec} \qquad \delta_B &= \frac{t}{X_o \operatorname{Log} 2} \operatorname{Log} \frac{E_e}{\Delta E} \end{aligned}\right\} \qquad (51)$$

γ) *Collisions avec les électrons (straggling).*

Ici l'électron incident perd de l'énergie chaque fois qu'il heurte un électron atomique. Il provoque l'ionisation de la matière traversée mais ne modifie en général pas sa trajectoire, car si le nombre de collisions est très grand, la perte d'énergie dans chacune d'elles est très petite.

Landau [26] combine les fluctuations statistiques du nombre de collisions à très petit transfert d'énergie, avec la probabilité non nulle pour l'électron incident de perdre une grande partie de son énergie dans une seule collision. Il obtient ainsi la probabilité pour qu'un électron perde une énergie supérieure à Δ en traversant une épaisseur x de matière. Cette probabilité est exprimée en fonction du paramètre $\lambda = \frac{\Delta - \Delta_o}{a}$

avec Δ_o : perte d'énergie la plus probable = $a \left[\operatorname{Log} \frac{mv^2\, a}{Z^2\left(\frac{1}{\beta^2} - 1\right)} + 1 - \beta^2\right]$

a est la perte d'énergie caractéristique moyennée pour la distance x

$$a = \frac{2\pi Ne^4 x}{mc^2} = 0,154 \frac{Z}{A} t$$

Pour $\lambda > 10$, la perte due à l'ionisation est donnée par :

$$\int_{\varepsilon}^{\Delta\varepsilon} P(E, \Delta, x)\, d\Delta = \frac{1}{\omega} \qquad (52)$$

ω étant la solution de l'équation de Landau : $\omega + \text{Log } \omega = \lambda + 0,37$

$$\omega = \lambda + 0,37 - \frac{\lambda - 0,63}{\lambda + 0,37} \text{Log } (\lambda + 0,37)$$

Pour $\lambda \leqslant 10$, l'intégrale est donnée sous une forme graphique. Elle peut être exprimée sous une forme analytique [27]

$$\omega = 1,380 + 0,464\ \lambda + 0,024\ \lambda^2 \qquad (53)$$

Et la probabilité de perte d'énergie par ionisation s'écrit :

$$\int_{0}^{\Delta\varepsilon} P(E, \Delta, x)\, d\Delta = \frac{\omega}{\omega - 1} \qquad (54)$$

La correction totale à apporter à la section efficace expérimentale est la fonction de convolution de toutes ces corrections, laquelle s'exprime par le produit de trois corrections, avec une bonne approximation :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta)_{réelle} = \frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta)_{mesurée} \exp(\delta_s + \delta_B) \times \frac{\omega}{\omega - 1} \qquad (55)$$

b) *Corrections à apporter aux sections efficaces inélastiques.*

Une fois le spectre inélastique dégagé de la queue radiative du pic élastique comme nous le verrons plus loin, des corrections analogues aux précédentes doivent être appliquées aux sections efficaces inélastiques [19]. La correction de dispersion est inchangée ; seules sont modifiées les corrections dues aux photons, réels ou virtuels, c'est-à-dire celles mettant directement en cause l'énergie du pic étudié.

La correction de Schwinger [28] s'écrit alors, si ε est l'énergie d'excitation du niveau étudié :

$$\delta_s = \frac{4\alpha}{\pi} \left[\left(\text{Log } \frac{2E_e \sin \theta/2}{mc^2} - \frac{1}{2} \right) \left(\text{Log } \frac{\sqrt{E_e (E_e - \varepsilon)}}{\Delta E} - \frac{13}{12} \right) + \frac{17}{72} + \frac{1}{2} \sin^2 \frac{\theta}{2}\, g(\theta) \right] \qquad (56)$$

et celle du rayonnement de freinage :

$$\delta_B = \frac{t}{X_0 \text{ Log } 2} \text{Log } \frac{\sqrt{E_e (E_e - \varepsilon)}}{\Delta E} \qquad (57)$$

c) *Corrections de queue radiative élastique.*

Le pic élastique présente une extension vers les basses énergies que l'on appelle queue radiative. Il est nécessaire de l'évaluer car elle s'ajoute au spectre de diffusion inélastique et augmente les sections efficaces expérimentales.

Trois phénomènes entrent en jeu :

1/ Emission d'un photon d'énergie k sur le noyau même où se produit la diffusion élastique appelée rayonnement à grand angle.

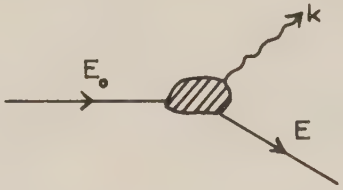


Fig. 2 - Diagramme de l'émission de photons sur le noyau où se produit la diffusion.

2/ Emission d'un photon près d'un autre noyau avant ou après la diffusion élastique (rayonnement de freinage).

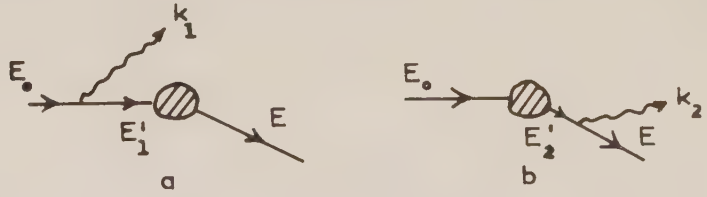


Fig. 3 - a - b - Diagrammes du rayonnement de freinage.

3/ Diffusion de l'électron incident sur un autre électron de la cible avant ou après diffusion élastique par un noyau : diffusion de Möller

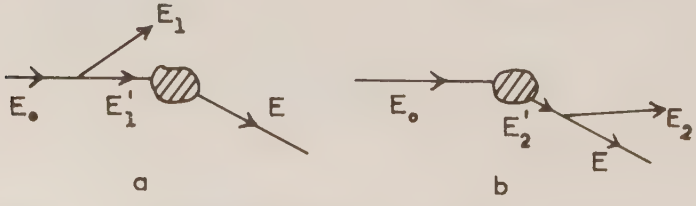


Fig. 4 - a - b - Diagrammes de la diffusion de Möller.

Il faut remarquer que le calcul des diagrammes (b) fait intervenir la section efficace de diffusion élastique, à l'énergie E_o et sous l'angle θ, section efficace qui est mesurée expérimentalement ; tandis que pour les diagrammes (a) la diffusion élastique a lieu à l'énergie $E_1' \neq E_o$ et sous l'angle θ, donc à un transfert de quantité de mouvement différent : sa section efficace doit alors être calculée en utilisant une expression analytique normalisée aux résultats expérimentaux pour le facteur de forme.

Autre remarque : la section efficace dans le premier cas dépend linéairement de l'épaisseur t de la cible tandis que les autres sont proportionnelles à t^2. Ce résultat provient de ce que la probabilité pour que deux phénomènes indépendants se produisent dans la cible est le produit des deux probabilités simples, et que la section efficace de chaque phénomène est proportionnelle à t.

Une troisième remarque est à faire : la queue radiative passe par un minimum puis remonte lorsque l'énergie finale de l'électron diffusé décroît : ceci est dû d'abord à la section efficace de Möller qui est symétrique par rapport à l'énergie de l'électron diffusé et à celle de l'électron de recul, puisque ces deux électrons ne sont pas distingués après diffusion ; ensuite parce que sur le diagramme (3a) l'énergie E_1' de l'électron avant diffusion est faible : la section efficace de diffusion est élevée (elle dépend de $E_1'^{-2}$) et le facteur de forme varie considérablement en fonction du transfert de quantité de mouvement.

α) *Rayonnement de freinage à grand angle.*

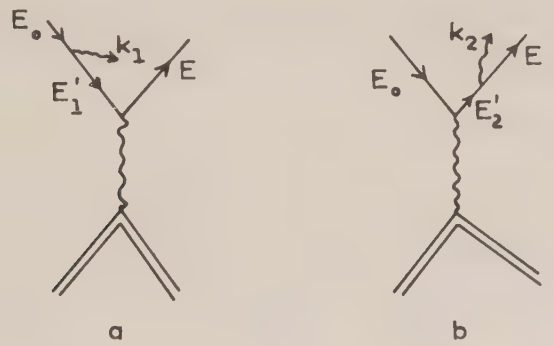


Fig. 5 - a - b - Diagrammes de rayonnement de freinage à grand angle.

Le premier calcul fut effectué par Bethe et Heitler [29] dans le cas d'électrons relativistes soumis à une interaction coulombienne due à une charge ponctuelle. Tsai [30] donne l'expression complète de la section efficace exprimée sous la forme d'une intégrale dans la direction du photon.

Comme la distribution angulaire du photon émis présente deux pics très aigüs, dans la direction de l'électron incident et dans celle de l'électron diffusé, la section efficace se calcule aisément en intégrant dans "l'approximation des pics" c'est-à-dire en n'intégrant que dans ces deux directions. Hand [31] donne ainsi la section efficace de rayonnement de freinage à grand angle :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dE} = \frac{\alpha}{\pi}\frac{\eta_1^2}{k_1}\left[\frac{E_o - k_1}{E_o}\,\mathrm{Log}\,\frac{q_1^2}{m^2} + \left(\frac{k_1}{E_o}\right)^2\,\mathrm{Log}\,\frac{2E_o}{m} - \frac{E_o - k_1}{E_o}\right]\sigma(E_o - k_1,\ \theta) \qquad (58)$$

$$+\ \frac{\alpha}{\pi}\frac{1}{k_2}\left[\frac{E}{E - k_2}\,\mathrm{Log}\,\frac{q_2^2}{m^2} + \left(\frac{k_2}{E + k_2}\right)^2\,\mathrm{Log}\,\frac{2E}{m} - \frac{E}{E + k_2}\right]\sigma(E_o,\ \theta)$$

avec $q_1^2 = 2(E_o - k_1)\, E\, (1 - \cos\theta)$

$q_2^2 = 2E_o\, (E + k_2)\, (1 - \cos\theta)$

η_1 facteur de recul si l'électron rayonne après diffusion

$$= \frac{E_o - k_1}{E} = \frac{1}{1 - \dfrac{E(1 - \cos\theta)}{M}}$$

$$k_1 = E_o - \frac{E}{1 - \dfrac{E(1 - \cos\theta)}{M}}$$

$$k_2 = \frac{E_o}{1 + \dfrac{E_o\,(1 - \cos\theta)}{M}} - E$$

α constante de structure fine $= \frac{1}{137}$

$\sigma(E, \theta)$ = section efficace de diffusion élastique pour une énergie incidente E, un angle de diffusion θ : $= \sigma_{Mott}\ |F(q^2)|^2$.

L'argument des logarithmes n'est qu'approché mais Berg et Lindner [32] ont fait un calcul plus excact et ont montré que la différence, de l'ordre de 1 %, pouvait être négligée. Les calculs théoriques [33] sont en très bon accord avec l'expérience.

β) *Rayonnement de freinage à petit angle.*

Statistiquement, les deux phénomènes (rayonnement de freinage et diffusion) ont lieu aux points $\frac{t}{3}$ et $\frac{2t}{3}$ le long de l'épaisseur de la cible ; l'énergie de l'électron en chacun de ces points est différente et il faudrait en tenir compte dans le calcul des sections efficaces. Mais étant donné la faible épaisseur de la cible, et aussi le fait qu'il s'agit ici de corrections, on prend pour valeur moyenne de l'énergie, celle de l'énergie au milieu de la cible. Dans ce cas [25] :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dE} = \frac{t}{2}\left[\eta_1^2\ \Phi(E_o, k_1)\ \sigma(E_o - k_1, \theta) + \Phi(E + k_2, k_2)\ \sigma(E_o, \theta)\right] \qquad (59)$$

où $\Phi(E, k)$ est la probabilité différentielle pour qu'un électron d'énergie E émette un photon d'énergie k :

$$\Phi(E, k) = \frac{F(E, v)}{X_o\ \mathrm{Log}\,(183\ Z^{-1/3})}\ \frac{1}{k}$$

$F(E, v)$ est une fonction de l'énergie de l'électron, du paramètre $v = \frac{k}{E}$ et d'un troisième paramètre γ qui caractérise l'effet d'écran dû aux électrons atomiques :

$$\gamma = 100\ \frac{m}{E}\ \frac{v}{1 - v}\ Z^{-1/3}$$

La fonction F(E, v) est différente suivant l'ordre de grandeur de γ, et Rossi [25] l'a tabulée.

γ) *Diffusion de Möller par collision.*

On trouve dans Rossi [25] la valeur de la section efficace, l'énergie de l'électron étant toujours prise au milieu de la cible :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dE} = \frac{t}{2}\left[\eta_1^2\ \Phi(E_o, E_o - k_1)\ \sigma(E_o - k_1, \theta) + \Phi(E + k_2, E)\ \sigma(E_o, \theta)\right] \qquad (60)$$

$\Phi(E, E')$ est la probabilité pour qu'un électron d'énergie E se retrouve avec une énergie E' après collision avec un autre électron :

$$\Phi(E, E') = 0,154\ \frac{Z}{A}\left[\frac{E}{E'(E - E')} - \frac{1}{E}\right]^2$$

La somme de ces trois sections efficaces nous donne la section efficace de queue radiative du pic élastique, que l'on soustrait de la section efficace inélastique mesurée, pour avoir la section efficace nucléaire inélastique.

d) *Correction de queue radiative inélastique.*

Chaque niveau d'excitation du noyau se traduit par un pic inélastique et chaque pic inélastique a une extension vers les basses énergies qu'il faut soustraire des sections efficaces mesurées à des énergies d'excitation supérieures.

Le calcul est identique à celui de la diffusion élastique à condition de connaître l'énergie des électrons au moment où ont lieu les phénomènes : il suffit pour cela de connaître l'énergie ε d'excitation des points où le calcul s'effectue.

III. – PARTIE EXPÉRIMENTALE

1 - MONTAGE EXPERIMENTAL

Dans ce chapitre, nous nous bornerons à donner les grandes lignes du montage expérimental (Fig. 6) car l'Accélérateur Linéaire d'Orsay a déjà été décrit en détail [34]. Nous n'insisterons que sur les cibles qui présentent un caractère propre à notre expérience.

Dans une expérience de diffusion d'électrons [35], un faisceau d'électrons monocinétiques, de direction et d'énergie bien définies, frappe la cible. La charge transportée par le faisceau est mesurée. Les électrons diffusés sous un angle θ sont analysés par un spectromètre magnétique ; cet appareil limite l'angle solide d'analyse et permet de sélectionner les électrons d'une quantité de mouvement comprise dans un intervalle bien déterminé. Ceux-ci sont comptés par un compteur Cerenkov placé à la sortie du spectromètre derrière la fente d'analyse. (Fig. 7).

L'expérience consiste à tracer la courbe du nombre des électrons diffusés en fonction de leur énergie : c'est un spectre de diffusion en énergie.

a) *Machine.*

α) *Faisceau d'électrons - Déviations.*

Les électrons sont émis par un canon à électrons (filament chauffé). Une onde progressive électromagnétique à champ électrique axial de très grande amplitude se propage dans le tube accélérateur, qui n'est autre qu'un guide d'onde cylindrique à iris. Onde et particules se déplacent en phase, à la vitesse de la lumière. Les électrons sont placés sur la crête de l'onde en paquets d'une durée de 1 μsec, avec une fréquence de modulation de 2998 MHz et un taux de répétition de 50 par seconde. Ils sont soumis alors à une force constante ; leur énergie donc, s'accroît tout au long de leur parcours dans l'accélérateur.

Le faisceau est amené dans la salle de cible par un système de déviation composé de deux secteurs magnétiques de 30° à champ constant. Le premier aimant joue le rôle d'un prisme et disperse les électrons dans un plan horizontal en fonction de leur énergie tandis que le deuxième aimant les refocalise sur la cible. Entre les deux se trouve une fente de largeur variable qui permet de choisir la bande d'énergie $\frac{\Delta E}{E}$ des électrons incidents entre 0,1 et 2 %. En avant du premier aimant le faisceau est limité par un

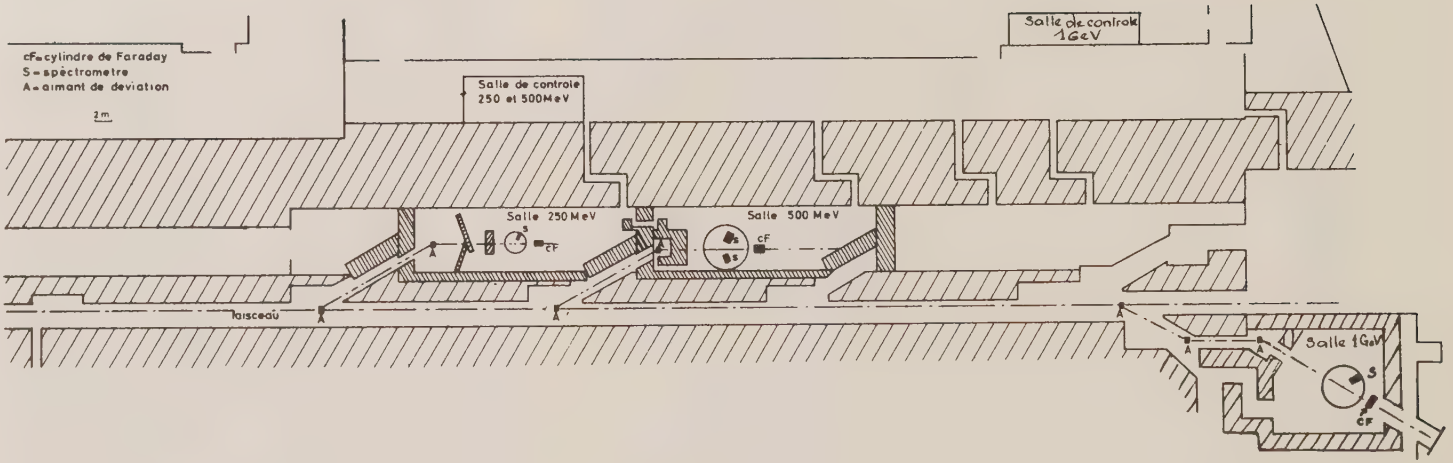


Fig. 6 - Schéma de l'accélérateur.

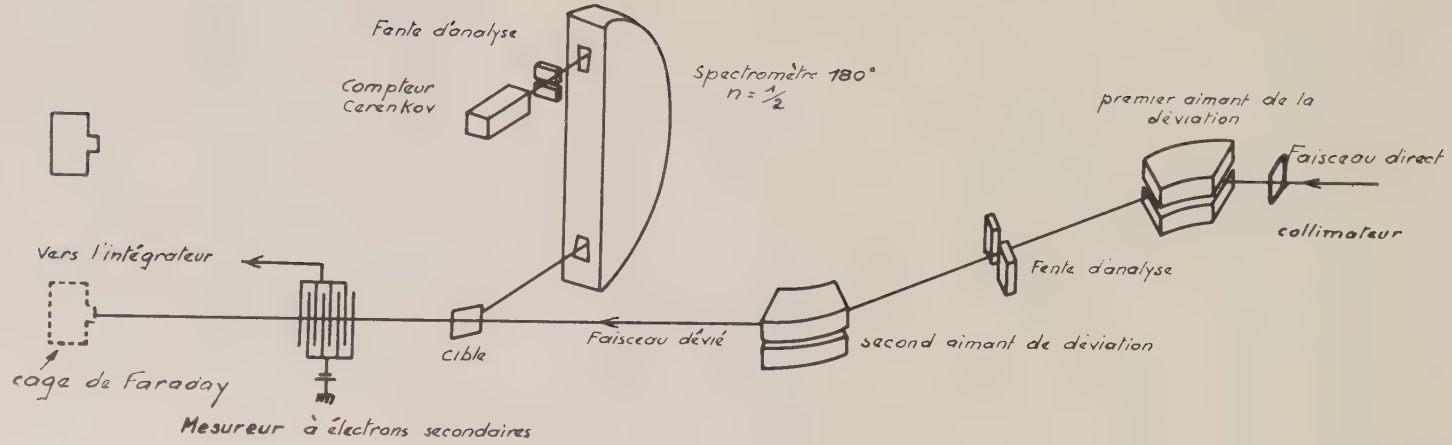


Fig. 7 - Dispositif expérimental.

collimateur de dimensions réglables ($0,8 \times 0,8$ cm^2) qui joue le rôle d'objet pour les aimants de déviation. L'intensité moyenne du faisceau peut être choisie entre 0,01 et 1 μA. Nous avons en général travaillé avec un $\Delta E/E$ de 0,2 % d'où une intensité de 0,1 μA. Les dimensions du faisceau sont réduites : même avec une dispersion de 1 %, il a moins de 4 mm de haut sur 8 mm de large. Sa visualisation s'effectue au moyen d'un écran luminescent que regarde une caméra de télévision. Périodiquement au cours de l'expérience la position du faisceau est vérifiée sur l'écran de la télévision.

β) *Mesure du courant.*

La méthode la plus simple pour connaître le nombre d'électrons incidents, consiste à mesurer la charge accumulée par ces électrons, arrêtés dans un bloc de plomb appelé cylindre de Faraday. Malheureusement, sa grande masse de matériau de forte densité constitue une source intense de rayonnement γ et de neutrons, qui faussent toutes les mesures. On ne peut donc l'utiliser que comme instrument d'étalonnage d'un autre mesureur ne présentant au faisceau qu'une faible épaisseur de matière. Au cours de l'expérience, on utilise donc un mesureur à électrons secondaires composé de 2 jeux de feuilles très minces d'aluminium (6 μ), polarisés l'un par rapport à l'autre. Un des jeux de feuilles, sous l'impact des électrons incidents, émet des électrons secondaires qui sont recueillis par le second. La charge collectée par le mesureur est proportionnelle à celle collectée par le cylindre de Faraday ; elle est recueillie sur un intégrateur possédant de très bonnes capacités dont l'étalonnage est valable à 0,5 % près. La mesure du nombre des électrons incidents se ramène donc à celle d'une tension aux bornes de l'intégrateur.

L'efficacité du mesureur à électrons secondaires dépend de l'énergie des électrons incidents et décroît lentement au cours du temps. Son étalonnage est fait au début de chaque série de mesures, vérifié à la fin : sa stabilité est de 0,5 %.

γ) *Spectromètre.*

Le spectromètre à double focalisation (radiale et transversale) est constitué par un secteur magnétique à gradient de champ constant 180° ($n = 0,5$). Il est montré sur une tourelle lui permettant de tourner autour d'un axe vertical passant par la cible. Sa position est connue avec une incertitude négligeable (de l'ordre d'une minute d'angle).

Il analyse en quantité de mouvement les électrons diffusés par la cible qui joue le rôle d'objet ; leur dispersion en énergie est transformée en une dispersion spatiale ; on peut alors sélectionner les particules au moyen d'une fente d'analyse située au point image à l'extérieur du spectromètre et dont la hauteur x détermine la résolution R du spectromètre :

$$R = \frac{\Delta p}{p} = \frac{x}{D}$$

D, dispersion du spectromètre a été déterminée par la méthode de l'hodoscope :

- pour le spectromètre 250 MeV $\frac{1}{D} = (0,444 \pm 0,004)\,\%$ par cm de fente ;

- pour le spectromètre 500 MeV $\frac{1}{D} = (0,236 \pm 0,001)\,\%$ par cm de fente.

Nous avons utilisé des fentes de 5 cm de large et de 0,4 à 1 cm de haut dans la salle 250 MeV et de 1 à 7 cm de haut dans la salle 500 MeV.

L'angle solide dans lequel les électrons diffusés sont comptés est déterminé par les dimensions géométriques d'une fente en tungstène: $\Delta\Omega = 3,8 \cdot 10^{-3}$ stéradians en salle 250 MeV, $\Delta\Omega = 3,2 \cdot 10^{-3}$ stéradians en salle 500 MeV.

δ) *Détection et comptage.*

Les électrons diffusés sont détectés par un compteur à effet Cerenkov, formé d'un bloc de plexiglas non scintillant, d'indice égal à 1,5 et de dimensions (6 × 7 × 10) cm³ pour la salle 250 MeV, (17 × 12 × 14) cm³ pour la salle 500 MeV.

Une particule de vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans le milieu considéré émet un rayonnement lumineux dans un cône d'angle Φ tel que $\cos \Phi = 1/\beta n \left(\beta = \frac{v}{c} > \frac{1}{n}\right)$; la lumière Cerenkov est recueillie par un photomultiplicateur (56 AVP en salle 250 MeV, 58 AVP en salle 500 MeV) qui fournit des signaux très courts (5 nanosecondes) au passage de l'électron.

Le compteur Cerenkov est sensible à toutes les particules chargées répondant à la condition $\frac{v}{c} > \frac{1}{n}$ mais l'intensité de la lumière émise dépend de la vitesse et de la masse de la particule : seuls donc peuvent être détectés les électrons, les mésons π en salle 500 MeV et les rayons γ qui produisent, par effet Compton, des électrons de grande énergie. Les mésons sont séparés des électrons par la hauteur relative de leurs signaux ; quant au bruit de fond dû aux rayons γ, on l'élimine en disposant un blindage de plomb de 20 cm d'épaisseur autour du système de détection à la sortie du spectromètre.

Les signaux fournis par le photomultiplicateur sont allongés jusqu'à quelques microsecondes [22] et sont envoyés dans une échelle à seuil et dans un analyseur d'impulsions. Un signal porte supprime les signaux parasites entre les impulsions de l'accélérateur ; il ne permet le passage du signal Cerenkov que pendant la microseconde durant laquelle le paquet d'électrons atteint la cible. Ce système présente l'inconvénient de ne laisser passer qu'un signal - et le plus grand - à chaque impulsion de l'accélérateur. On peut cependant calculer le nombre de signaux perdus en supposant que leur distribution obéit à la statistique de Poisson et en connaissant la distribution en intensité des impulsions de l'accélérateur [36]. Celle-ci peut être mesurée à l'aide d'un compteur Cerenkov à eau, placé dans le faisceau incident.

Si n est le nombre d'impulsions Cerenkov comptées pendant le temps t secondes, le taux de comptage vrai est $N = n\left(1 + \frac{n}{100.t}\right)$.

b) *Cibles*.

Les cibles sont placées sur un porte cible, à translation verticale commandée par un système pneumatique et comportant plusieurs positions. L'ensemble se trouve dans une chambre à diffusion dans laquelle on peut faire le vide.

α) *Azote 14*.

Nous avons choisi d'avoir l'azote sous forme d'hydrazine N_2H_4. Ce choix s'explique par un montage expérimental beaucoup plus simple que celui d'une cible d'azote liquide. De plus, grâce à l'hydrogène, nous avons pu mesurer l'épaisseur réelle de la cible pendant l'expérience.

En effet, l'hydrazine était contenue dans une cible (fig. 8) dont les parois sont des feuilles d'aluminium de 15μ d'épaisseur. Sous incidence normale, l'épaisseur x de cette cible était 2 mm. En fait les électrons voient

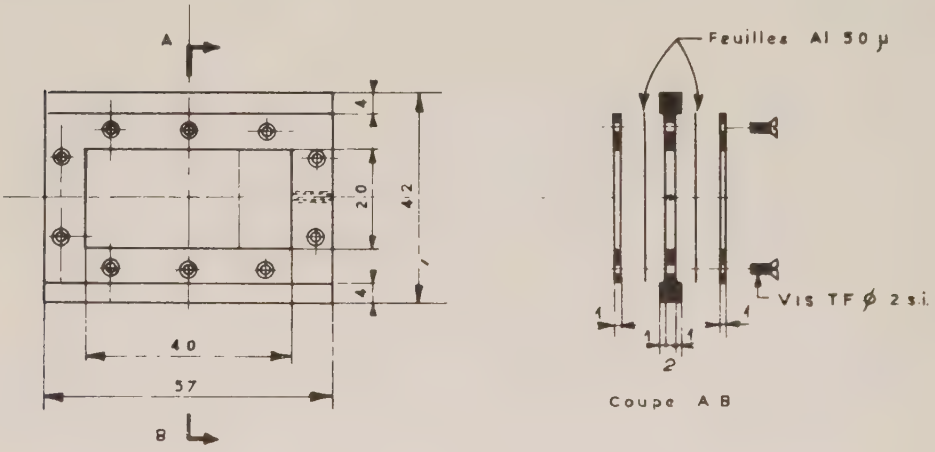


Fig. 8 - Cible d'azote 14.

une épaisseur différente ; d'abord parce que la cible est placée dans le faisceau de telle façon que la normale à sa surface soit bissectrice de l'angle de diffusion : tous les électrons incidents traversent donc une égale épaisseur de cible, quel que soit le point où la diffusion a lieu. L'épaisseur réelle est donc $t = \frac{x}{\cos \theta/2}$ Ensuite parce que les parois d'aluminium se déforment sous le poids du liquide. Cette déformation ne peut être calculée, d'autant que l'hydrazine est progressivement radiolysée avec émission de gaz. Pour minimiser les modifications d'épaisseur en cours d'expérience, nous avons établi dans la chambre à diffusion, un courant d'hélium gazeux à la pression atmosphérique. Une ouverture au sommet de la cible laisse les gaz s'échapper (elle sert aussi à remplir la cible au moyen d'une seringue). En 12 heures de bombardement, 5 % en poids d'hydrazine est décomposé. En mesurant la section efficace de diffusion sur H_2, on détermine l'épaisseur réelle pendant

l'expérience, puisque la section efficace absolue de diffusion électron-proton est bien connue [37]. Nous avons trouvé une épaisseur en moyenne de 8 % supérieure à l'épaisseur géométrique. Cette méthode s'est révélée valable car des mesures de section efficace électron-proton effectuées en début et en fin d'expérience ont montré des différences inférieures à 3 %.

L'hydrazine de chaque cible n'a été utilisée qu'une fois. Chaque fois le liquide a été bi-distillé sur de la soude de façon à le débarrasser de toute trace d'eau : une titration, basée sur l'action réductrice de N_2H_4 sur l'iodate de potassium, en présence d'acide chlorhydrique, nous a permis d'être sûrs de l'efficacité de cette méthode à 0,2 % près.

β) *Lithium 6 et lithium 7.*

Les cibles de lithium 6 contenaient (99,3 ± 0,2) % de cet isotope ; celles de lithium 7 étaient composées de 99,994 % de celui-ci.

Les problèmes de préparation étaient les mêmes pour les deux métaux : ils sont attaqués par l'oxygène et par l'azote de l'air pour donner l'oxyde et le nitrure de lithium. La couche d'oxyde cependant ne se forme pas instantanément et n'est que superficielle alors que celle de nitrure apparaît très vite (quelques minutes) ; de plus toute la masse du métal est attaquée, au cours du temps.

Le lithium nous a été fourni en petits blocs ; après laminage et découpage du métal, les cibles étaient nettoyées dans un bain d'alcool éthylique, puis passées dans un bain de ~~glycérine~~ pour enlever toute trace d'alcool, soigneusement essuyées et montées dans la chambre à diffusion sous vide. A condition d'aller très vite dans les différentes phases de la préparation, les cibles ne présentaient pas plus de 1 % d'impureté. Cette estimation a été faite d'après les résultats de diffusion élastique sur les impuretés.

2 - DESCRIPTION D'UNE EXPERIENCE. ANALYSE DES COURBES. CHOIX DES PARAMETRES

L'enregistrement d'un spectre consiste à compter le nombre d'électrons diffusés par microboulomb de faisceau incident en fonction de l'énergie de ces électrons diffusés.

Au début de toute expérience, nous devons mesurer d'abord l'efficacité du mesureur à électrons secondaires par comparaison avec le cylindre de Faraday ; puis fixer le seuil de discrimination de l'échelle de comptage afin de séparer les événements dûs à la diffusion de ceux dûs au bruit de fond.

Le spectre est ensuite tracé : pour chaque énergie E déterminée par le champ magnétique du spectromètre, on compte les électrons diffusés n pendant le temps t, pour une charge Q du faisceau incident ; le taux de comptage pour la diffusion élastique est mesuré par intégration numérique de l'aire comprise sous le pic élastique jusqu'à 1,5 ou 2 MeV d'excitation. Dans le cas des expériences sur l'azote 14, nous devions soustraire de ce résultat le taux de comptage dû à la diffusion des électrons sur l'aluminium des parois de la cible ; pour l'évaluer nous disposons de deux méthodes ; soit tracer le spectre donné par une cible identique à celle utilisée mais vide, soit la calculer puisqu'on connait l'épaisseur des parois et le facteur de forme de l'aluminium [38].

Après avoir fait les corrections radiatives, on arrive enfin à la section efficace de diffusion élastique. Dans le cas de l'hydrogène, la détermination de l'aire du pic élastique est un peu plus délicate car s'y ajoute un taux de comptage dû à la diffusion sur l'azote. De plus, d'un spectre à l'autre la position du pic se déplace puisque l'énergie de recul du noyau dépend des conditions de l'expérience (E_o, θ). Pour résoudre ce problème nous avons mesuré le taux de comptage avant et après le pic hydrogène, puis interpolé les courbes sous le pic lui-même : il y a un risque d'avoir, là, un pic inélastique inconnu de l'azote ; la comparaison de nos mesures avec celles déjà publiées [39] n'a jamais montré d'écart supérieur à 5 %.

L'extension du pic élastique vers les basses énergies est calculée avec un pas de 0,1 MeV jusqu'à 5 MeV d'énergie d'excitation puis ensuite avec un pas de 1 MeV jusqu'à la fin du spectre, et soustraite du spectre expérimental. Chaque pic inélastique correspond à l'excitation d'un ou plusieurs états excités du noyau ; le pic est tracé par affinité du pic élastique, le rapport d'affinité étant calculé par la méthode des moindres carrés à partir des points expérimentaux ; cette méthode admet donc que tous les pics ont même largeur à mi-hauteur. On calcule alors l'aire du premier pic inélastique, on y applique les corrections déjà vues, et on obtient la section efficace de diffusion inélastique pour le premier état excité ; on calcule ensuite son extension vers les basses énergies, on la soustrait du spectre restant et ainsi, de proche en proche, on calcule les sections efficaces de diffusion inélastique de tous les états excités.

Le choix des conditions de l'expérience (E_o, θ) dépend d'abord de q parce qu'il joue un rôle important dans les fonctions sphériques de Bessel $j_\lambda(qr)$. On a donc intérêt à faire les mesures pour les maxima de ces fonctions afin d'avoir le maximum de précision sur λ. Ensuite les angles θ petits font apparaître les parties électriques des transitions tandis que θ proche de 180° en favorise la partie magnétique. On se fixe donc q, puis θ, ce qui détermine alors E_o.

3 - ERREURS

La précision sur chaque mesure dépend d'erreurs provenant soit du montage expérimental, soit du calcul des corrections, sans compter l'erreur statistique sur le taux de comptage. Cette dernière est généralement plus petite que celle associée au calcul des queues radiatives et à la normalisation au pic hydrogène dans le cas de l'azote. Cependant les points mesurés entre le pic élastique et le premier pic inélastique sont placés sur la queue radiative calculée, dans la limite de l'erreur statistique sur chaque point.

Nous avons déjà vu un certain nombre de causes d'erreurs, nous n'y reviendrons pas.

La géométrie des différents éléments du montage intervient car tous les appareils ne sont pas en position parfaitement connue : il en découle une incertitude sur l'angle de diffusion.

L'énergie du faisceau est déterminée par la position du pic élastique ; l'erreur sur l'étalonnage du spectromètre entraîne une erreur de 1 à 2 % sur la section efficace.

La dispersion du spectromètre intervient pour 0,5 à 1 %.

On ne peut donner de valeur aux effets d'angle solide, de pénétration des fentes d'analyse.

La diffusion multiple dans la cible peut être tenue pour négligeable [40].

Par contre l'erreur sur les corrections radiatives est importante car celles-ci sont calculées à partir de formules approchées dont on ne connait pas bien le degré d'approximation. Elle peut facilement atteindre 10 % pour le rayonnement de freinage, par exemple.

On peut admettre, en tout cas, dans la limite des erreurs déjà énoncées, que la correction totale est le produit des corrections de chaque processus.

IV. – RÉSULTATS ET INTERPRÉTATION

1 - NIVEAUX DISCRETS

A) Azote 14.

De nombreux calculs utilisant le modèle en couches ont été faits pour expliquer les propriétés des états excités de l'azote 14. Jusqu'à 10 MeV d'excitation environ, ces états font partie de trois groupes de configuration:

Le premier, pour les états provenant de la configuration s^4p^{10} de l'état fondamental, a été étudié par Elliot [41], par Ferrell et Visscher [42] et par Inglis [43].

Le second, à partir du mélange de configuration s^4p^9s et s^4p^9d, a été traité par Lane [44].

Le dernier groupe enfin concerne les états excités dûs à deux nucléons de la couche p passant aux couches 2s et 1d et a été étudié par Unna et Talmi [45] et par Baranger et Meshkov [46].

D'autres calculs sur la configuration de l'état fondamental ont été effectués [47] afin d'expliquer le temps de vie anormalement long de la désintégration β du carbone 14.

Pour aucune de ces configurations, on n'a calculé ni les énergies d'excitation ni les fonctions d'onde à partir d'un hamiltonien nucléaire ; inversement Warburton et Pinkston [48] ont attribué aux états excités de l'azote 14 des configurations qu'ils ont déterminées à partir des données expérimentales telles que les largeurs de transition électromagnétique.

Nous avons étudié les diffusions élastique et inélastiques d'électrons de 180 MeV pour une gamme d'angles de diffusion allant de 50° à 120°. Une expérience supplémentaire a été faite avec des électrons de 120 MeV, pour un angle θ de 120°, afin de vérifier l'origine électrique ou magnétique de certaines transitions.

a) *Diffusion élastique.*

L'état fondamental du noyau azote 14 a pour spin et parité 1^+ ; son spin isotopique est T = 0.

Les mesures de diffusion élastique nous ont permis de déterminer les paramètres R et g du modèle de Helm. Nous trouvons R = 2,53 fermis, et on en tire (fig. 10) : g = 0,83 F. Ces paramètres seront ensuite utilisés dans l'étude de la diffusion inélastique.

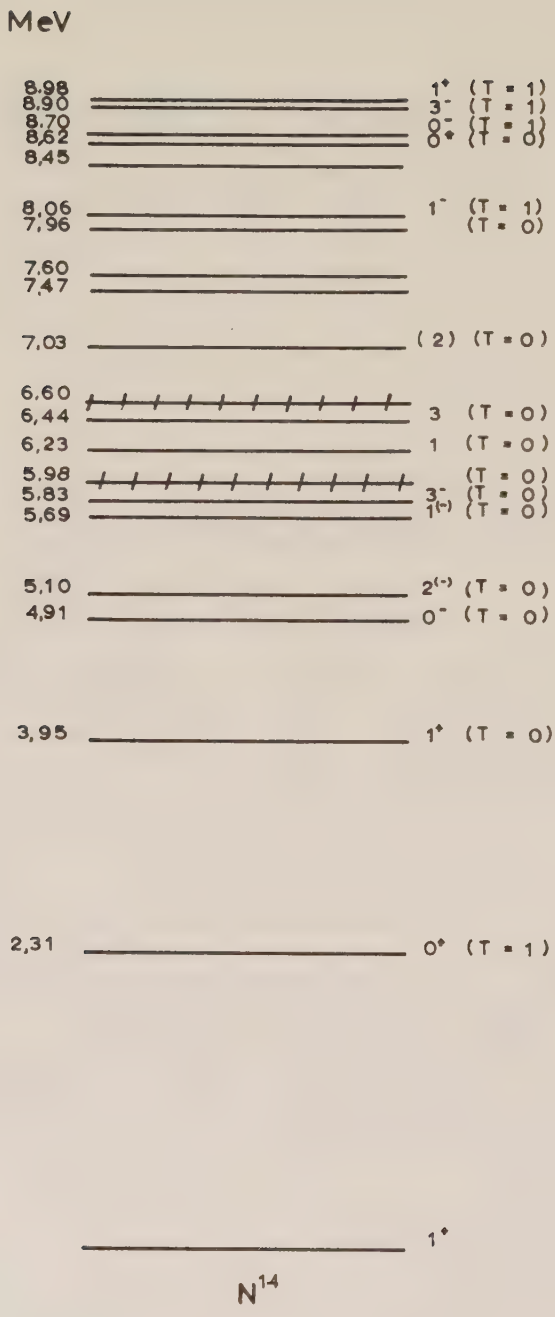


Fig. 9 - Spectre expérimental de l'azote 14.

Tableau 1

Sections efficaces élastiques et inélastiques expérimentales en 10^{-32} cm²/sr.

Energie incidente (MeV)	Angle de diffusion (deg)	Diffusion élastique	2.31 MeV	3.95 MeV	5.10 MeV	5.83 MeV	7.03 MeV	8.0 MeV
180,5	50	5480 ±220	3 $^{+2}_{-1}$	24 ±1,4	10 ±2	11 ±2	18 ±6	
180,3	60	1500 ±110	2 ± 1	17 ±1,7	7,2 ±0,7	11,3 ±1,2	12 ±1,6	4.0 ± 1,0
179,7	70	401 ± 25	1,45 ± 0,6	8,3 ±1,0	5,9 ±0,6	7,4 ±0,8	8,3 ±1,1	
181,1	80	98 ± 10	0,45 ± 0,25	3,7 ±0,9	4,2 ±0,8	4,9 ±0,5	3,3 ±1,0	0,90 ± 0,15
180,5	90	25,3 ± 2,3	0,31 ± 0,20	1,9 $^{+0,3}_{-0,6}$	2,3 $^{+0,3}_{-0,4}$	3,1 $^{+0,2}_{-0,4}$		
179,7	100	6,8 ± 0,5	0,39 ± 0,14	1,3 ±0,2	1,3 ±0,2	2,2 ±0,25	1,2 ±0,2	0,38 ± 0,08
179,0	110	1,88 ± 0,11	0,21 ± 0,08	0,61 ± 0,07	0,59 ± 0,07	1,22 ± 0,24	0,60 ± 0,20	0,20 ± 0,03
181,1	120	0,42 ± 0,04	0,14 ± 0,08	0,38 ± 0,04	0,34 ± 0,04	0,71 ± 0,08	0,34 ± 0,04	0,13 ± 0,03
120,7	120	55 ± 5	0,73 ± 0,15	1,4 ±0,16	0,85 ± 0,10	1,2 ±0,2		

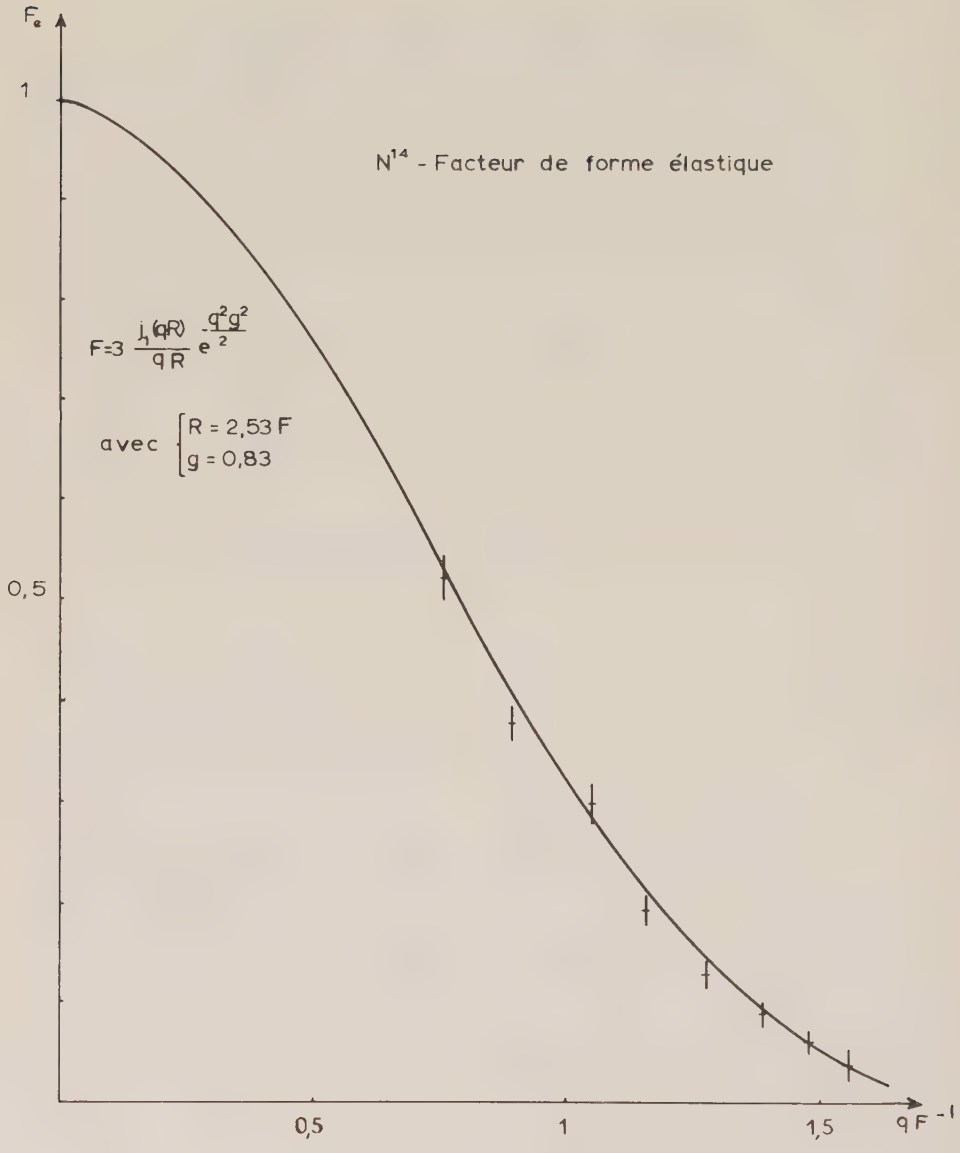


Fig. 10 - Facteurs de forme élastiques comparés au modèle de Helm.

Les facteurs de forme expérimentaux d'autre part correspondent à la formule analytique suivante : (fig. 11)

$$F(q^2) = [1 - 0,3308\ q^2]\ \exp\ [-\ 0,7518\ q^2]$$

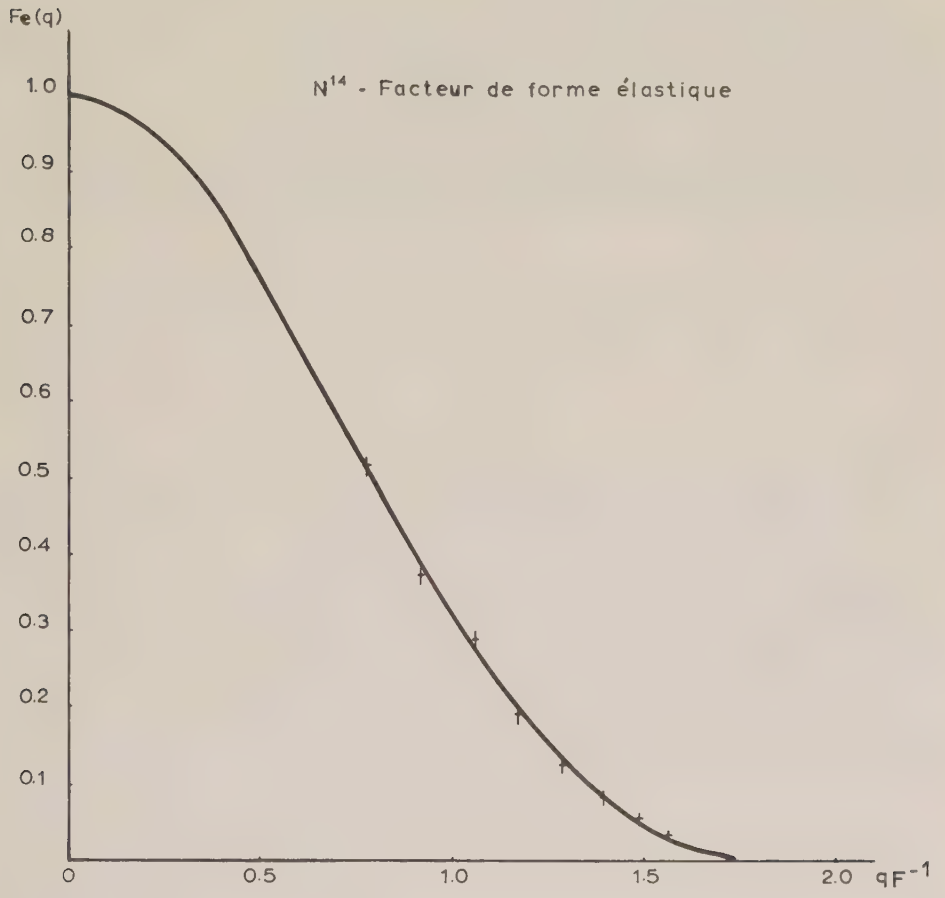


Fig. 11 - Facteurs de forme élastiques comparés au modèle en couches.

Si on se reporte à l'expression générale du facteur de forme donné par les fonctions d'onde du puits harmonique (eq. N° 23), on trouve que le paramètre a de l'oscillateur harmonique est égal à 1,67 fermi. Cela correspond à un rayon quadratique moyen égal à 2,48 fermis pour N^{14}, et cette valeur est en bon accord avec celle obtenue (2,45 ± 0,05) fermis par l'analyse des résultats de Stanford [39].

Les points à transfert de quantité de mouvement le plus grand sont les moins bons, à cause de la diffusion élastique quadrupolaire. Mais nos expériences ne nous ont pas permis de mesurer la déformation quadrupolaire du noyau, compte tenu des conditions expérimentales choisies.

b) *Niveau à 2,31 MeV.*

Ce niveau, dont les nombres quantiques sont I = 0 et T = 1 fait partie du triplet isobarique dont les autres membres sont les états fondamentaux du carbone 14 et de l'oxygène 14. Il est particulièrement intéressant car il peut être excité à partir de l'état fondamental par une transition M1 pure. Ce fait est assez rare ; généralement, dans la diffusion d'électrons, les niveaux sont excités par des mélanges de transitions dans lesquels le caractère magnétique est nettement dominé par le caractère électrique. Le lithium 6 possède aussi un niveau (3,56 MeV) qui est excité par une transition magnétique pure et nous verrons par la suite les points communs à ces deux transitions.

Le facteur de forme inélastique de ce niveau est entièrement transverse. Un "couple" de spectres à même transfert de quantité de mouvement ($q \# 1{,}05$ fermi) mais à des angles de diffusion différents ($\theta = 70°$, $E_o = 179{,}7$ MeV) et ($\theta = 120°$, $E_o = 120{,}7$ MeV) a été mesuré. La section efficace transverse étant proportionnelle à $\left(\frac{1}{2} + tg^2\,\theta/2\right)$ (eq. N° 29), le rapport des 2 facteurs mesurés devait être égal à 3,5. On trouve $3{,}1 \pm 0{,}8$.

Les erreurs expérimentales pour ce niveau sont importantes car le pic inélastique est près du pic élastique et comme sa section efficace est faible (de l'ordre de 10^{-33} cm^2/sr) il est "noyé" dans la queue radiative du pic élastique. C'est cependant suffisant pour distinguer des ordres de grandeur. La largeur radiative de ce niveau a été mesurée par des expériences de diffusion résonnante de rayons gammas [50] et donne $\Gamma = (8{,}6 \pm 2{,}1)\ 10^{-3}$ eV, d'où un temps de vie $\tau = 7{,}3 \cdot 10^{-14}$ secondes, et une probabilité réduite de transition $B(M1\uparrow) = 2{,}3 \cdot 10^{-30}$ cm^2.

Si nous calculons la section efficace inélastique à partir d'une densité de transition magnétique du type de Helm (eq. N° 35) nous obtenons 10^{-35} cm^2/sr ; c'est-à-dire qu'il y a un facteur 100 entre l'expérience et le calcul. Cette divergence peut être expliquée par le modèle en couches.

En effet, si on connait les fonctions d'onde nucléaires, on peut calculer la section efficace de diffusion inélastique par la méthode de Willey [11]. Or ces fonctions d'onde sont connues par les propriétés de désintégration β du carbone 14 et de l'oxygène 14. Dans le cas de forces non centrales, la fonction d'onde d'un état I = 0 T = 1 est une combinaison de fonctions d'onde ^1S_o et $^3P_1$:

$$C_1\ {}^1S_o + C_2\ {}^3P_1$$

Pour l'état I = 1 T = 0 nous avons :

$$C_3\ {}^3S_1 + C_4\ {}^1P_1 + C_5\ {}^3D_1.$$

Les coefficients C sont déterminés à partir des propriétés de l'état fondamental de l'azote 14 et de la désintégration β du carbone 14. Avec ces données l'opérateur multipolaire pour une transition magnétique dipolaire, qui s'écrit [11] :

$$M(M1, \mu, q) = \frac{|e|\,3!!}{2q} \sum_{j=1}^{A} \left(\frac{\hbar c q}{Mc}\right) \times$$

$$\times \left\{ \left[\sqrt{\frac{2}{3}}\, j_2(qr_j)\, Y_{12\mu}(\hat{r}_j) \cdot l_j + \sqrt{\frac{1}{3}}\, j_0(qr_j)\, Y_{10\mu}(\hat{r}_j) \cdot l_j \right] \cdot \frac{1}{2}(1 + \tau_{jz}) \right.$$

$$\left. + \left[-\frac{1}{2}\sqrt{\frac{2}{3}}\, j_2(qr_j)\, Y_{12\mu}(\hat{r}_j) \cdot \sigma_j + \sqrt{\frac{1}{3}}\, j_0(qr_j)\, Y_{10\mu}(\hat{r}_j) \cdot \sigma_j \right] \right.$$

$$\left. \times \left[\frac{1}{2}(1 + \tau_{jz})\, \gamma_p + \frac{1}{2}(1 - \tau_{jz})\, \gamma_n \right] \right\}$$

peut être calculé en effectuant d'une part les intégrations angulaires suivant la méthode de Edmonds [13] et d'autre part les intégrations radiales.

Jancovici et Talmi [47] ont trouvé :

$$C_1 = 0,65$$
$$C_2 = 0,76$$
$$C_3 = 0,264$$
$$C_4 = 0,374$$
$$C_5 = 0,89$$

Les sections efficaces théoriques ont été calculées et tracées sur la fig. 12 en fonction de θ ; les résultats expérimentaux ont été reportés sur cette même courbe. Leur accord avec la courbe est satisfaisant si l'on pense d'une part à l'imprécision des mesures, d'autre part au facteur 100 trouvé précédemment.

Ce résultat confirme les fonctions d'onde choisies par Jancovici et Talmi pour expliquer le temps de vie anormalement long de la désintégration β du carbone 14 : les auteurs supposent que l'élément de matrice nucléaire de la désintégration β s'annule "accidentellement" entre les états considérés (fondamentaux du carbone 14 et de l'azote 14) ; ceci n'est strictement vrai qu'autant que le fondamental du C^{14} est entièrement $^1S_0$ et celui de N^{14} entièrement $^3D_1$. Mais il suffit que la fonction d'onde de l'état fondamental de l'azote 14 soit dominée par le terme $^3D_1$ pour que l'on obtienne un résultat valable ; ce que nous avons avec la valeur du coefficient C_5.

On peut enfin calculer approximativement la largeur radiative de ce niveau en écrivant le facteur de forme inélastique comme une combinaison d'intégrales radiales :

$$F = \sqrt{x}\,[A < 1p \,|\, j_0(qr) \,|\, 1p > + B < 1p \,|\, j_2(qr) \,|\, 1p >]$$

avec $x = \frac{q^2 a^2}{4}$;

et $$< 1p \,|\, j_0(qr) \,|\, 1p > = \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} x\right) \exp(-x)$$

$$< 1p \,|\, j_2(qr) \,|\, 1p > = \frac{2}{3} x \exp(-x)$$

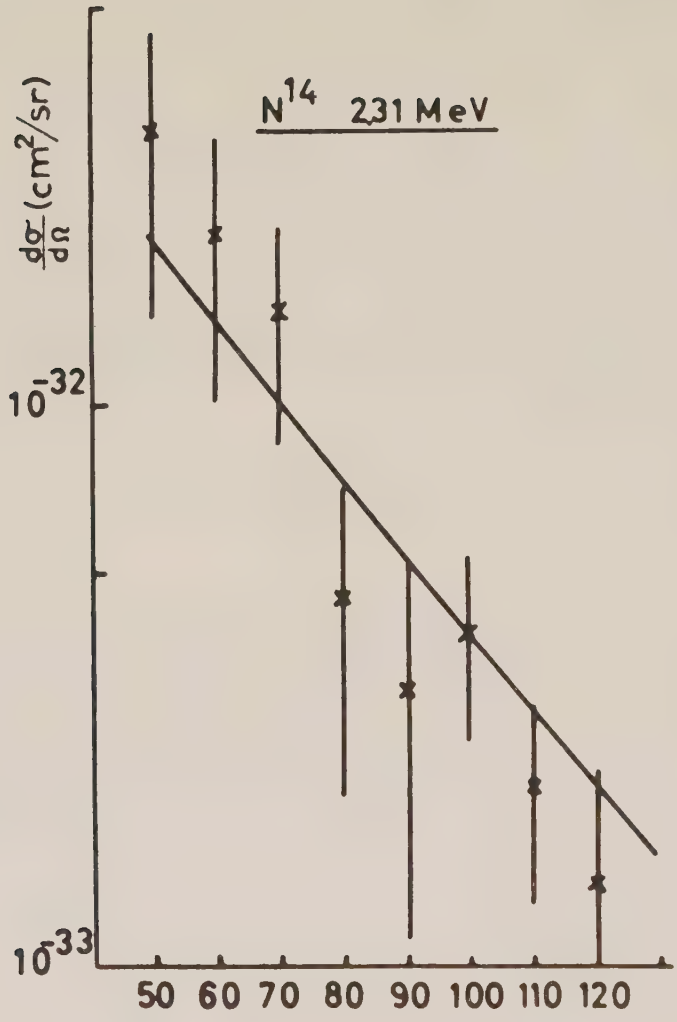


Fig. 12 - Section efficace de diffusion inélastique mesurée pour le niveau 2,31 MeV de l'azote 14, comparée à la section efficace calculée [47].

A la limite de $q^2 \longrightarrow 0$, $<1p \mid j_2(qr) \mid 1p>$ tend vers 0, tandis que $<1p \mid j_o(qr) \mid 1p>$ tend vers 1. Dans notre gamme de q le terme $<1p \mid j_2 \mid 1p>$ domine, ce qui ne nous permet pas d'avoir A avec précision. D'ailleurs dans nos expériences, c'est ce terme qui nous donne la section efficace inélastique car nous travaillons à des transferts de quantité de mouvement correspondant presque au zéro de $<1p \mid j_o(qr) \mid 1p>$ tandis que $<1p \mid j_2(qr) \mid 1p>$ n'est pas loin de son maximum. On trouve finalement $B(M1) = 5^{f2}_{-3} \cdot 10^{-30}$ cm², en accord avec le résultat obtenu par l'expérience de diffusion résonnante nucléaire. Il faut cependant remarquer que ce résultat est entaché de trop

grandes incertitudes dans l'expérience et l'analyse pour pouvoir être considéré comme tout à fait valable. Cependant Warburton et Pinkston [48] ont calculé pour une configuration $\left(p\ \frac{1}{2}\right)^2$ une valeur de $B(M1) \leqslant 2,14 \cdot 10^{-29} cm^2$, ce qui est en accord avec notre résultat.

Les fonctions d'onde à couplage L-S transformées en fonctions d'onde à couplage j-j deviennent [51](•) pour l'état fondamental:

$$0,98\ \psi\left(\frac{1}{2},\ \frac{1}{2}\right) + 0,044\ \psi\left(\frac{1}{2},\ \frac{3}{2}\right) + 0,197\ \psi\left(\frac{3}{2},\ \frac{3}{2}\right)$$

et pour l'état excité :

$$0,997\ \psi\left(\frac{1}{2},\ \frac{1}{2}\right) + 0,092\ \psi\left(\frac{3}{2},\ \frac{3}{2}\right).$$

Les termes $\psi\left(\frac{1}{2},\ \frac{1}{2}\right)$ prédominent de telle sorte que le couplage j-j semble assez bien décrire les états de l'azote pour la configuration choisie $\left(p\ \frac{1}{2}\right)^2$.

c) *Niveau à 3,945 MeV.*

Un pic inélastique a été observé à 3,95 MeV qui correspond à l'excitation du niveau $I^\pi = 1^+$, $T = 0$, prévu à 3,945 MeV. Il y a un mélange de transitions E2 et M1 mais compte tenu de la précision, les facteurs de forme mesurés sont essentiellement longitudinaux et nous ne voyons que la composante E2.

Le modèle de Helm nous donne une probabilité réduite de transition égale à $(10 \pm 1) \cdot 10^{-52}$ cm^4 ce qui correspond à une force de transition $\beta_\lambda = 0,0625$. La figure 13 montre sans doute possible que la transition est bien quadrupolaire si on compare les courbes $F(q) = j_\lambda(qR) \exp - \left(\frac{q^2 g^2}{2}\right)$ pour $\lambda = 1$, $\lambda = 2$ et $\lambda = 3$.

L'analyse au moyen des intégrales radiales montre (fig. 14) que la courbe $< 1p \mid j_2(qr) \mid 1p > = \frac{2}{3} x \exp(-x)$ encadre bien les facteurs de forme inélastiques contrairement à l'intégrale radiale $< 1p \mid j_2(qr) \mid 1f >$. Ce résultat concorde avec la configuration s^4p^{10} que Warburton et Pinkston ont assigné à ce niveau. Si on calcule alors la probabilité réduite de transition, on trouve $B(E2) = (6,21 \pm 0,37)\ 10^{-52}$ cm^4 ; les valeurs théoriques prévues sont $10,1 \cdot 10^{-52}$ cm^4 dans le cas du couplage j-j ; $7,85 \cdot 10^{-52}$ cm^4 dans le cas du couplage L-S, et $8,85 \cdot 10^{-52}$ cm^4 si, pour le couplage L-S, on fait intervenir un facteur 5,2 d'accélération collective. Ce facteur est surestimé puisque le fait d'avoir négligé la contribution des transitions M1 ou E2 transverses ne peut qu'avoir augmenté la valeur expérimentale de la probabilité de transition radiative.

(•) Pour le calcul de cette transformation, voir en appendice.

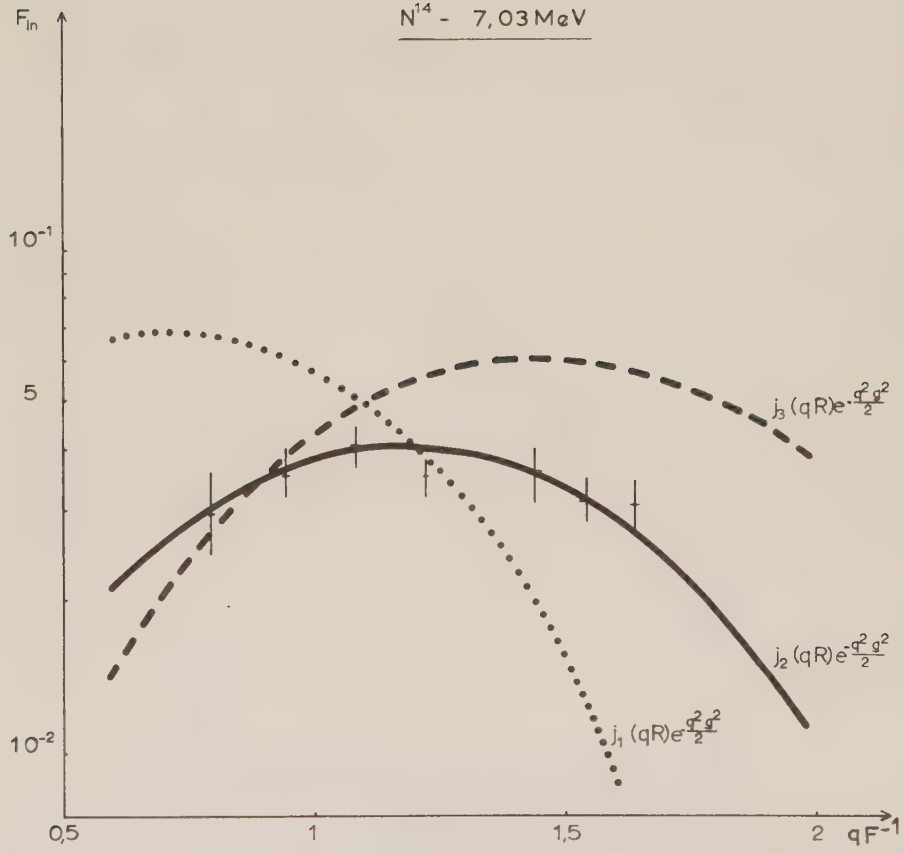


Fig. 13 - Facteurs de forme inélastiques du niveau à 3,95 MeV comparés au modèle de Helm.

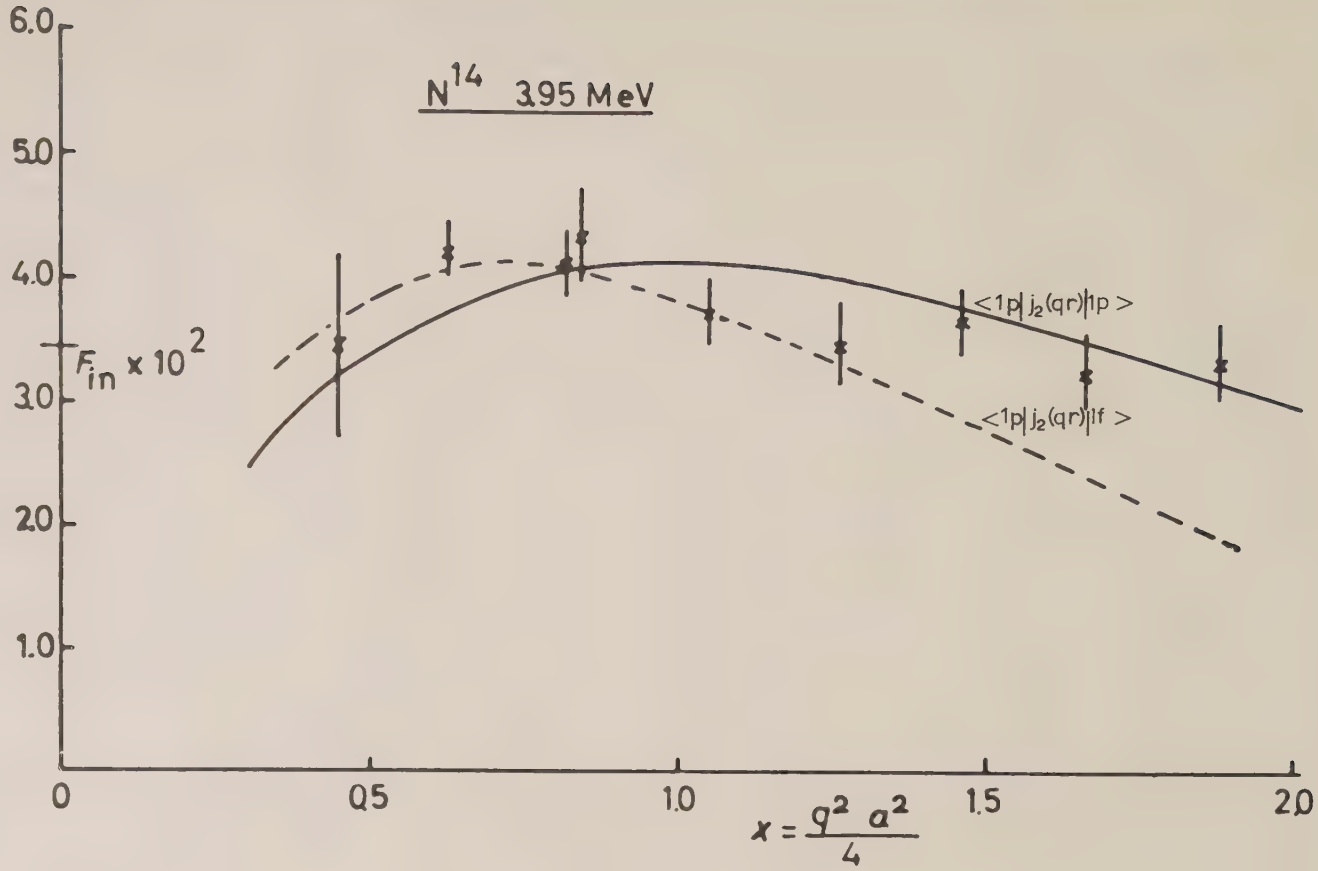


Fig. 14 - Facteurs de forme inélastiques du niveau à 3,95 MeV comparés au modèle en couches. La courbe en trait plein correspond à l'intégrale radiale < 1p | E2 | 1p >, celle en pointillés à < 1p | E2 | 1f >.

d) *Niveau à 5,10 MeV.*

Le pic inélastique observé à (5,1 ± 0,1) MeV correspond au niveau 5,104 MeV, dont les nombres quantiques sont I = 2, T = 0 ; sa parité n'est pas fixée.

Notre résolution en énergie n'est pas assez bonne pour le séparer du pic pouvant provenir du niveau à 4,91 MeV. Ce dernier aurait les nombres quantiques $I^{\pi} = 0^{-}$, T = 0 [49] et serait alors excité par une transition électrique dipolaire pure. La règle de sélection $\Delta T = 0$ pour les transitions E1 dans les noyaux dont $\frac{Z}{A} = \frac{1}{2}$ s'y oppose. Le pic observé est donc bien l'excitation du niveau à 5,10 MeV et dans ce cas, les transitions permises sont les mélanges (M1, E2) ou (E1, M2, E3). Cette dernière possibilité semble être la bonne si l'on se reporte aux figures 15 et 16. La première montre

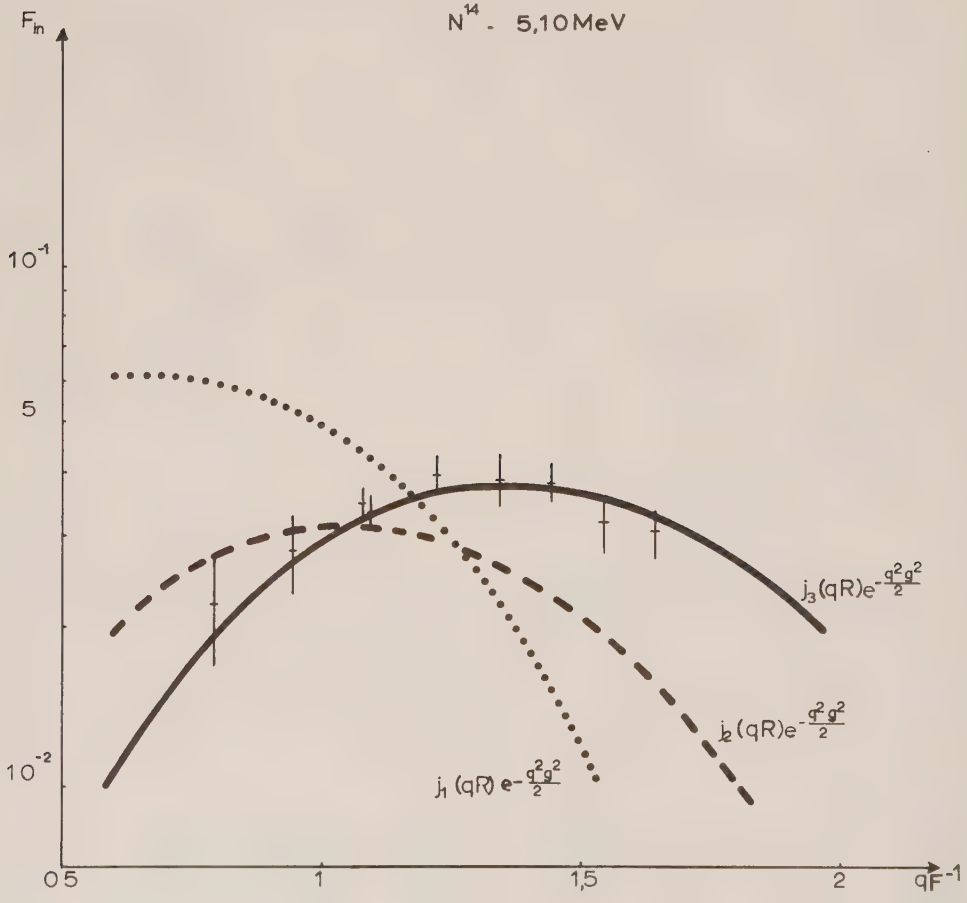


Fig. 15 - Facteurs de forme inélastiques du niveau à 5,10 MeV comparés au modèle de Helm.

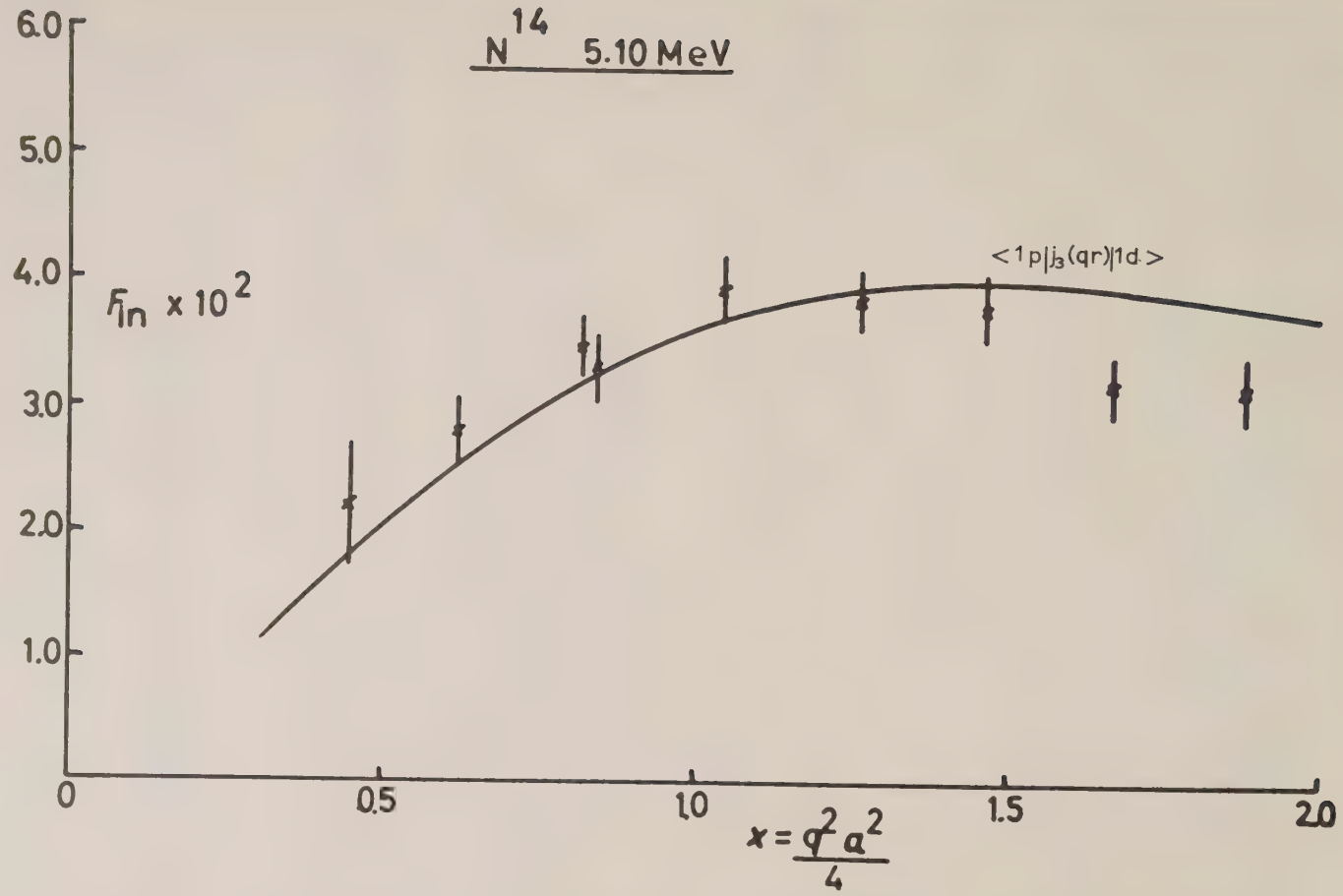


Fig. 16 - Facteurs de forme inélastiques du niveau à 5,10 MeV comparés au modèle en couches. La courbe correspond à l'intégrale radiale $< 1p \mid E3 \mid 1d >$.

les facteurs de forme inélastiques portés sur les courbes:

$$F(q) = j_\lambda(qR) \exp\left(-\frac{q^2 g^2}{2}\right)$$

pour $\lambda = 1$, $\lambda = 2$ et $\lambda = 3$. La courbe $\lambda = 3$ encadre le mieux les facteurs de forme, résultat qui se retrouve dans l'analyse en intégrales radiales. En effet, c'est sur la figure 16, la courbe $\langle 1p \mid j_3(qr) \mid 1d \rangle = x^{3/2} \exp(-x)$ qui convient aux points expérimentaux.

Ce résultat est en accord avec la configuration $\left(p\,\frac{1}{2}\;d\,\frac{5}{2}\right) \longrightarrow \left(p\,\frac{1}{2}\right)^2$ que Warburton et Pinkston [48] avaient calculée pour cette transition.

Puisque la transition qui apparaît est électrique octupolaire, les règles de sélection fixent la parité de ce niveau qui doit être impaire. Par le modèle de Helm nous calculons la probabilité réduite de transition

$$B(E3) = (1,00 \pm 0,15)10^{-76}\ \text{cm}^6,$$

par le modèle en couches nous obtenons:

$$B(E3) = (1,74 \pm 0,18)\ 10^{-76}\ \text{cm}^6.$$

La valeur théorique calculée avec un facteur d'accélération de 10 est $3,90.10^{-76}$ cm^6. Ce facteur est évidemment surestimé puisqu'un facteur de 4,5 serait en accord avec les valeurs expérimentales.

Le facteur de forme transverse représente moins de 10 % du facteur de forme longitudinal et entre dans les incertitudes expérimentales.

e) *Niveau à 5,83 MeV.*

Le pic observé est à $(5,85 \pm 0,10)$ MeV ce qui correspond à l'excitation du niveau 5,832 MeV pour lequel $I^\pi = 3^-$ et $T = 0$.

Le niveau est encadré par deux autres niveaux à 5,685 MeV et 5,98 MeV mais notre résolution expérimentale n'a pas permis de les mettre en évidence. De toute façon le niveau à 5,685 MeV ayant les nombres quantiques $I = 1$, $T = 0$, nous ne pouvions espérer l'exciter dans cette expérience, quelle que soit sa parité.

Comme pour le niveau précédent, les deux analyses, selon le modèle de Helm et par les intégrales radiales, nous donnent une transition électrique octupolaire entre ce niveau et le fondamental (fig. 17 et 18). Warburton et Pinkston [48] donnaient pour ce niveau la même configuration

$$\left(p\,\frac{1}{2}\;d\,\frac{5}{2}\right) \longrightarrow \left(p\,\frac{1}{2}\right)^2$$

que pour le niveau à 5,10 MeV. Les probabilités de transition réduites calculées par la première analyse nous donnent $B(E3) = (2,83 \pm 0,15) \cdot 10^{-76}$ cm^6 ; par le facteur de normalisation à l'intégrale radiale

$$\langle 1p \mid j_3(qr) \mid 1d \rangle = x^{3/2} \exp(-x)$$

nous obtenons $B(E3) = (2,52 \pm 0,14)\ 10^{-76}$ cm^6. La valeur théorique calculée avec un facteur d'accélération 10 est $3,5 \cdot 10^{-76}$ cm^6. Un facteur 7,1 serait en accord avec les mesures expérimentales.

Etant donné l'accord entre les valeurs calculées et expérimentales, nous pouvons utiliser les largeurs radiatives théoriques des transitions M2, qui sont mélangées à ces deux transitions E3, pour calculer le facteur de forme transverse. Dans le cas de $x = 1,5$, $\theta = 90°$ on trouve 2.10^{-3} ce qui représente seulement 5 % du facteur de forme longitudinal et n'est pas détectable avec notre précision expérimentale. Dans ces conditions, la précision sur les probabilités de transition radiative, calculée pour les transitions E3 à partir des écarts de chaque point aux courbes, devrait être doublée pour rendre compte de l'incertitude due aux transitions M2.

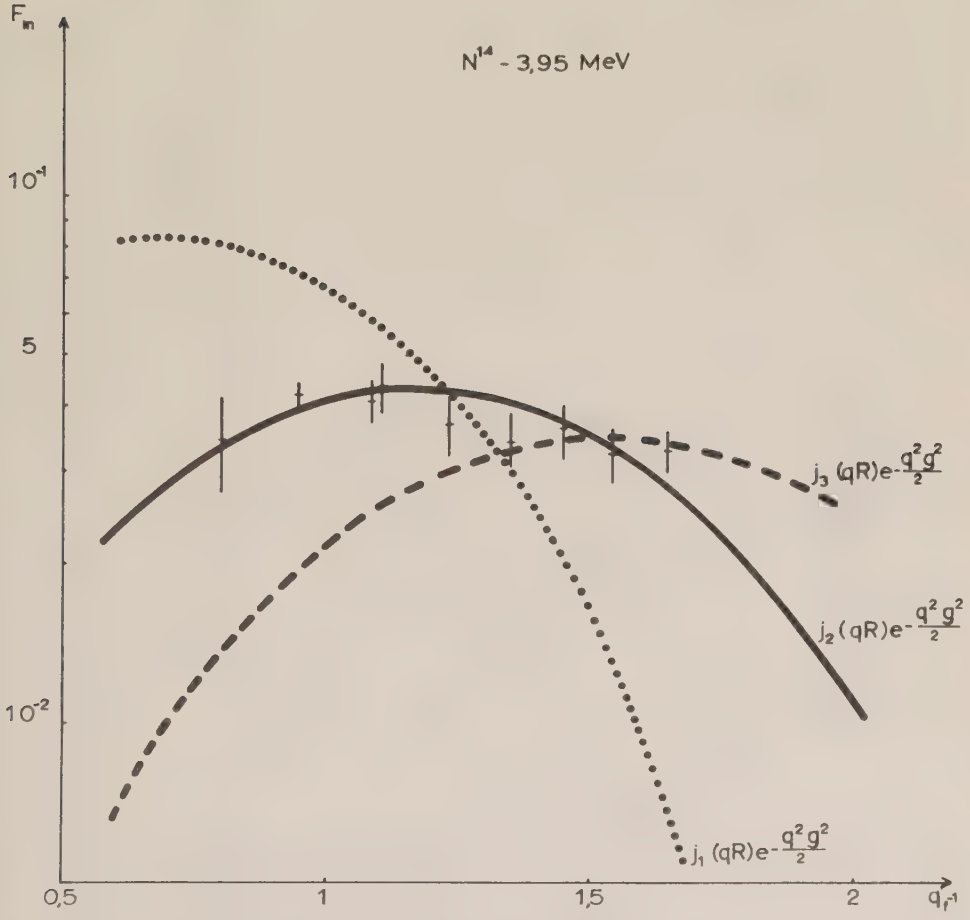


Fig. 17 - Facteurs de forme inélastiques du niveau à 5,83 MeV comparés au modèle de Helm.

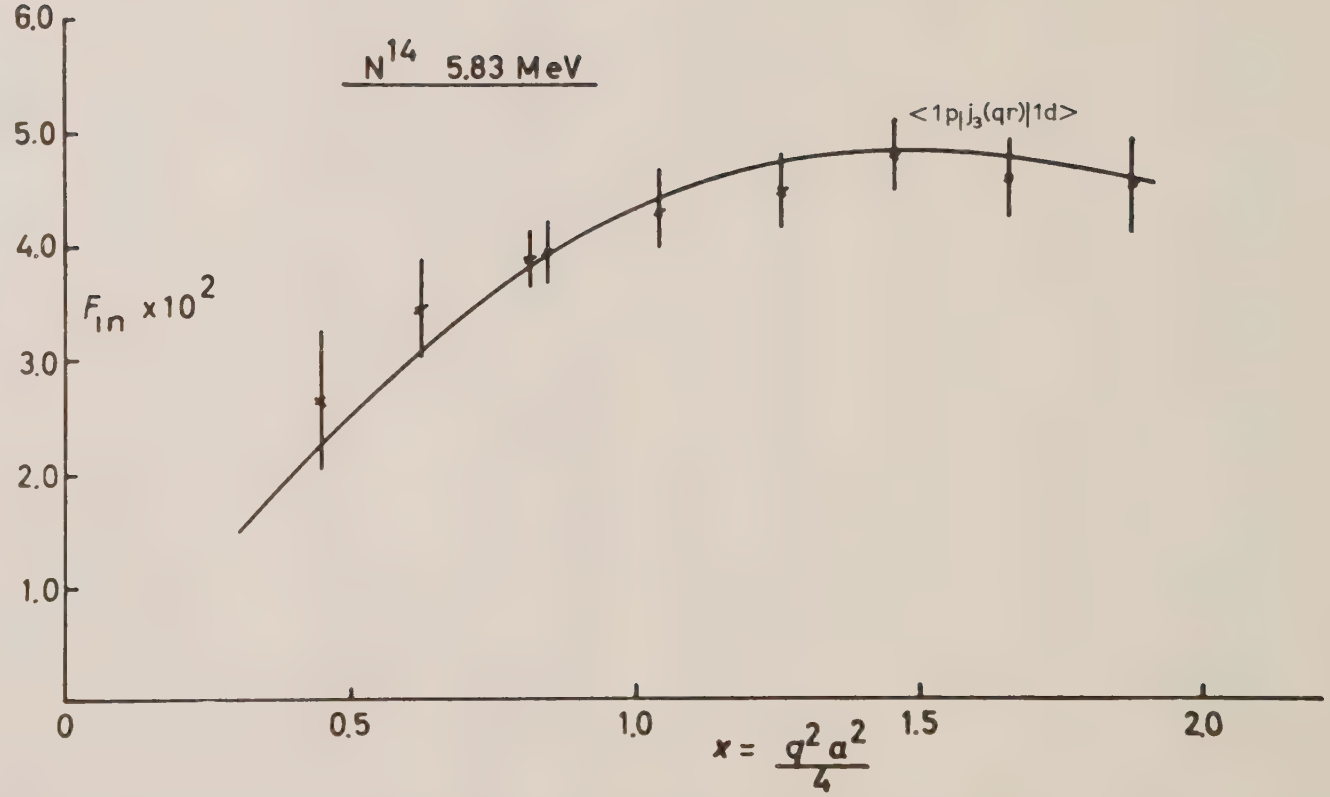


Fig. 18 - Facteurs de forme inélastiques du niveau à 5,83 MeV comparés au modèle en couches. La courbe correspond à l'intégrale radiale <1p | E3 | 1d >.

f) *Niveau à 7,03 MeV.*

Un pic a été observé à (7,05 ± 0,10) MeV, que nous attribuons au niveau 7,03 MeV (I = 2, T = 0), et qui peut être bien dégagé de ses voisins à 6,6 et 7,4 MeV. Les deux analyses font apparaître une transition quadrupolaire, mais par manque de temps nous n'avons pu étendre le spectre (120 MeV - 120°) jusqu'à cette énergie d'excitation. De ce fait, le caractère électrique de cette transition n'a pas été mis en évidence par les mesures couplées (180 MeV - 70° ; 120 MeV - 120°). Cependant deux faits nous font opter pour l'hypothèse d'une transition E2 plutôt que M2. D'abord les facteurs de forme de ce niveau sont très semblables à ceux du niveau 3,95 MeV. De plus, dans le cas d'une transition M2, la probabilité de transition réduite B(M2) est de 100 unités Weisskopf, ce qui est très improbable.

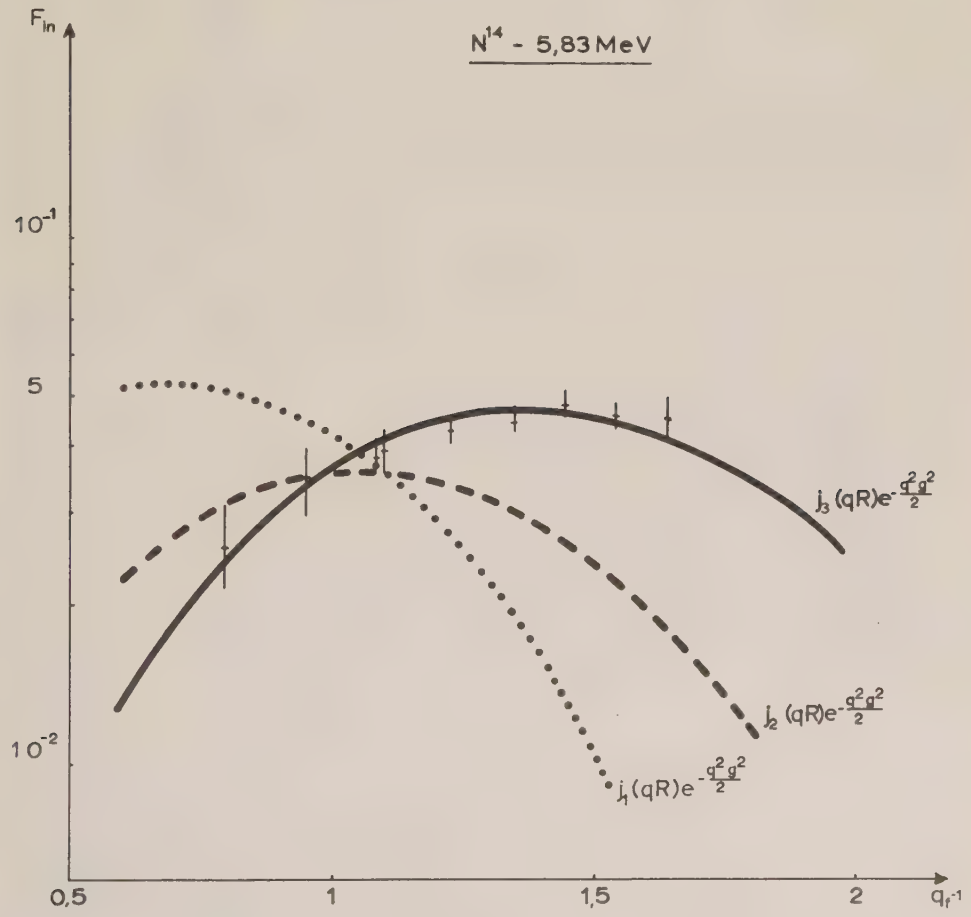


Fig. 19 - Facteurs de forme inélastiques du niveau à 7,03 MeV comparés au modèle de Helm.

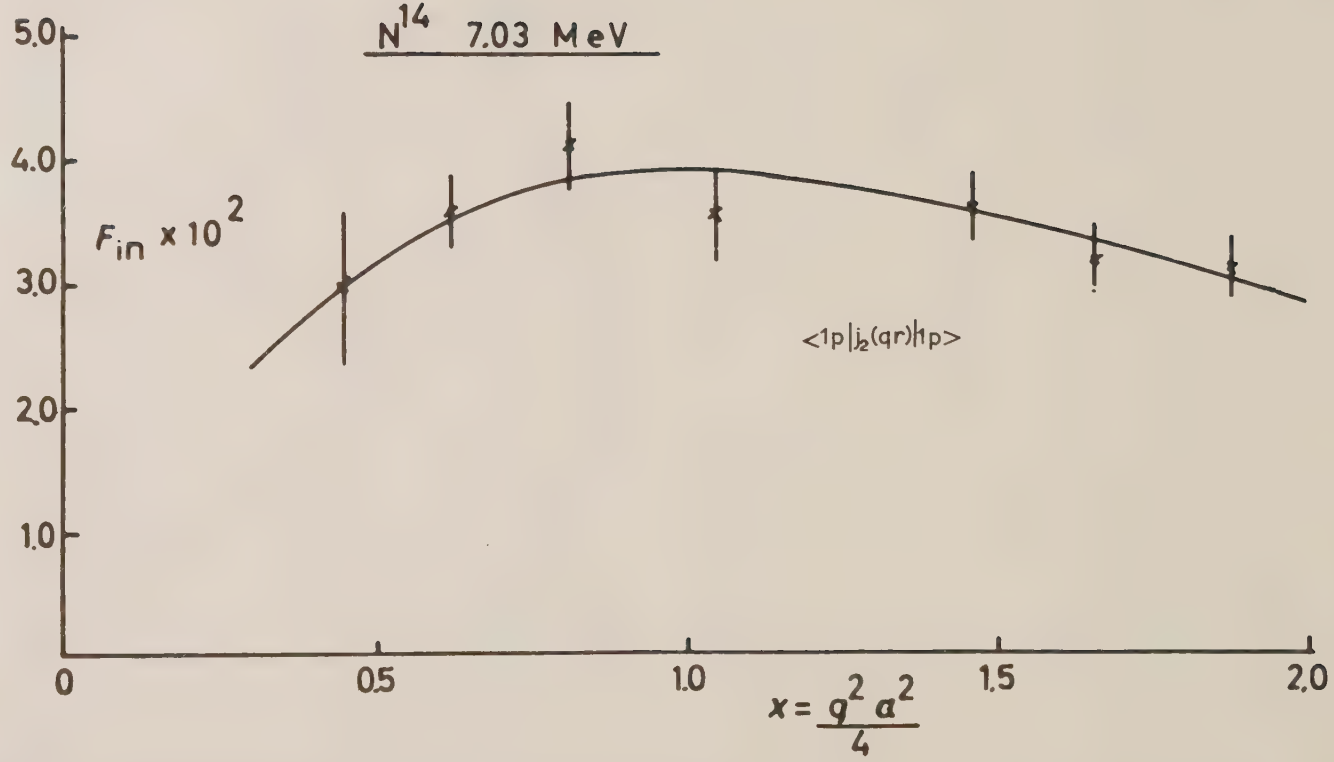


Fig. 20 - Facteurs de forme inélastiques du niveau à 7,03 MeV comparés au modèle en couches. La courbe correspond à l'intégrale radiale < 1p | E2 | 1p >.

L'analyse par le modèle de Helm (fig. 19) conduit à la valeur :

$$B(E2) = (5,6 \pm 0,7)\ 10^{-52}\ cm^4 ;$$

par normalisation à l'intégrale radiale $< 1p \mid j_2(qr) \mid 1p > = \frac{2}{3}\ x \exp(-x)$ (fig. 20), on calcule $B(E2) = (5,5 \pm 0,4)\ 10^{-52}\ cm^4$.

Warburton et Pinkston [48] avaient attribué à ce niveau la configuration s^4p^{10} et avaient calculé $B(E2) = 10,2.10^{-52}\ cm^4$ dans le cas de couplage j-j ; $6,4.10^{-52} cm^4$ et $4,1.10^{-52}\ cm^4$ dans le cas de couplage L-S mais à partir d'amplitudes de fonctions d'onde différentes : dans le premier cas pour les fonctions d'onde d'Elliott [41], dans le second cas pour celles de Visscher et Ferrell [42].

Donc la configuration de ce niveau, comme la valeur de la probabilité réduite de transition nous conduisent à identifier le pic inélastique au niveau 7,03 MeV et sa parité est alors paire.

g) *Niveau à 8,0 MeV.*

Les spectres inélastiques n'ont pas tous été tracés jusqu'à 9 MeV d'excitation ; aussi les données expérimentales sont-elles moins complètes que pour les autres niveaux. Nous avons vu un pic à $(8,0 \pm 0,1)$ MeV qui pourrait provenir de l'excitation soit du niveau à 7,962 MeV dont on ne connait ni le spin ni la parité, soit du niveau à 8,060 MeV pour lequel $I^\pi = 1^-$, $T = 1$. Nous ne pouvons pas les séparer.

Pour le niveau à 8,060 MeV, Azjenberg-Selove et Lauritsen [49] donnent une largeur radiative Γ égale à $(9,4 \pm 1,9)$ eV pour une transition E1. Warburton et Pinkston [48] l'ont calculée dans le cas d'une configuration $\left(1p\ \frac{1}{2}\ 2s\ \frac{1}{2}\right) \longrightarrow \left(p\ \frac{1}{2}\right)^2$ et trouvent 35 eV. Pour expliquer ce désaccord, ils ont admis que le niveau excité présentait un mélange de configuration avec $\left(1p\ \frac{1}{2}\ 1d\ \frac{3}{2}\right)$. Or, dans le cas où le pic observé serait dû à l'excitation de ce niveau, les sections efficaces mesurées ne sont pas en accord avec sa configuration $\left(1p\ \frac{1}{2}\ 2s\ \frac{1}{2}\right)_{I=1}$. En effet, nous avons calculé la section efficace pour le couplage j-j de cette configuration suivant la méthode de Willey [11] dans le cas d'une transition E1 (composantes longitudinale et transverse), et nous avons comparé les courbes obtenues avec les résultats expérimentaux (fig. 21). Le minimum prévu à $\theta = 80°$ n'apparaît pas, minimum provenant de l'intégrale radiale de cette configuration

$$< 1p \mid j_1(qr) \mid 2s > = \frac{2}{3}\ \sqrt{x}(1 - x) \exp(-x)$$

qui s'annule à $x = 1$.

D'autre part les nombres quantiques de cet état excité et de l'état fondamental autorisent aussi une transition M2 ; mais elle n'est pas permise par la configuration $\left(1p\ \frac{1}{2}\ 2s\ \frac{1}{2}\right)_{I=1}$ puisque l'opérateur multipolaire M2 est un tenseur irréductible d'ordre 2 qui ne peut lier des états à particule indépendante pour lesquels $j = \frac{1}{2}$.

Si nous supposons une configuration $\left(1p\ \frac{1}{2}\ 1d\ \frac{3}{2}\right)_{I=1}$ pour le niveau 8,06 MeV, l'intégrale radiale dominante pour une transition E1 est

$$< 1p \mid j_1(qr) \mid 1d > = \frac{1}{3}\ \sqrt{10}\ x\ \left(1 - \frac{2}{5}\ x\right)\ \exp\ (-\ x)$$

qui s'annule pour $x = \frac{5}{2}$; cette valeur est extérieure à notre gamme de transfert de quantité de mouvement. De plus il est alors possible d'exciter la composante M2 de la transition qui dépend aussi bien de l'intégrale radiale, $< 1p \mid j_1(qr) \mid 1d >$ que de $< 1p \mid j_3(qr) \mid 1d > = \frac{2\sqrt{2}}{3\sqrt{5}} x^{3/2} \exp\ (-x)$. Nous avons calculé les sections efficaces prévues par la configuration

$$\left(1p\ \frac{1}{2}\ 1d\ \frac{3}{2}\right)_{I=1} \longrightarrow \left(1p\ \frac{1}{2}\right)^2_{I=1}$$

dans le couplage j-j, et la fig. 22 compare les valeurs expérimentales avec les valeurs calculées pour les composantes E1 longitudinale et transverse et la composante M2. Nous voyons que le terme coulombien explique assez bien les sections efficaces à petit angle de diffusion. Pour celles à grand angle de diffusion, il faudrait ajouter au terme M2 de la configuration $\left(1p\ \frac{1}{2}\ 1d\ \frac{3}{2}\right)$ les contributions longitudinale et transverse E1 de la configuration $\left(1p\ \frac{1}{2}\ 2s\ \frac{1}{2}\right)$; cela suggère un mélange de configurations pour ce niveau, mais quel que soit le pourcentage choisi pour l'une et pour l'autre configurations on n'obtient jamais les valeurs expérimentales.

Dans le cas du niveau 7,962 MeV, la situation est encore plus compliquée du fait que les propriétés de ce niveau ne sont pas bien connues. Cela conduit à une interprétation différente pour le pic inélastique si nous admettons que la quasi totalité de la section efficace expérimentale provient du niveau 7,962 MeV. Dans ce cas, l'intégrale radiale $< 1p \mid j_2(qr) \mid 1p >$ s'adapte aux facteurs de forme inélastiques, ce qui indiquerait une transition E2 avec $B(E2\uparrow) = (2,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-52}$ cm^4. Ce résultat est confirmé par l'analyse suivant le modèle de Helm qui donne $B(E2\uparrow) = (2,0 \pm 0,7) \cdot 10^{-52}$ cm^4. On peut comparer ces résultats avec les valeurs calculées par Warburton et Pinkston [48] pour le niveau qui suit celui à 7,03 MeV dans la configuration $(s^4 p^{10})$. Ses nombres quantiques sont I = 2, T = 1 et les valeurs calculées de B(E2) sont $2,2 \cdot 10^{-52}$ cm^4 pour un couplage j-j ; $5,9 \cdot 10^{-53}$ cm^4 dans le couplage L-S avec des amplitudes calculées à partir de Elliott [41] et $1,38 \cdot 10^{-52}$ cm^4 toujours dans le couplage L-S mais avec les amplitudes de Visscher et Ferrell [42], sans aucun facteur d'accélération pour une transition à $\Delta T = 1$. Les valeurs expérimentales cadrent avec cette configuration dans la limite du couplage j-j. Cependant deux faits expérimentaux contredisent ce résultat : d'abord ce niveau a un spin isotopique T = 0 puisqu'il est excité par diffusion inélastique de particules α [49] ; ensuite la largeur

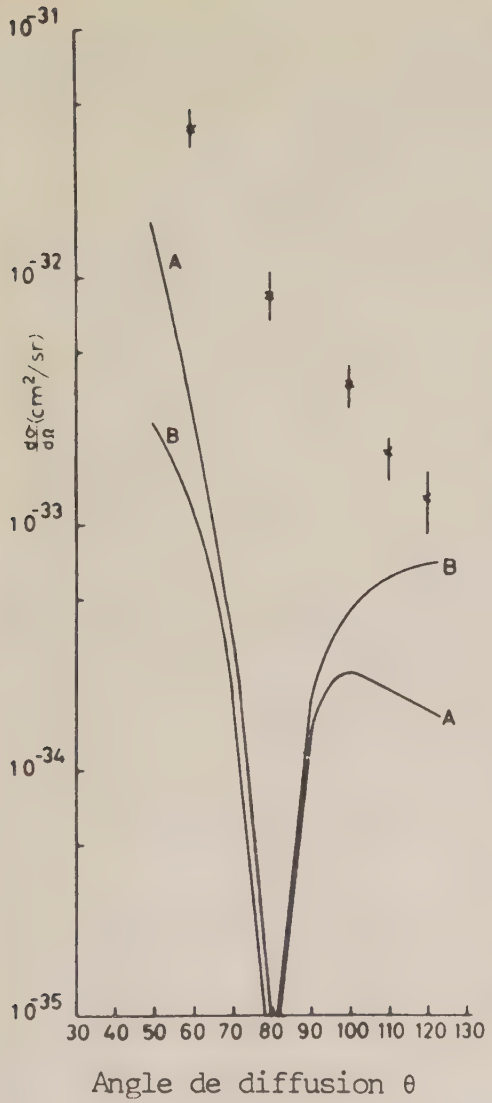


Fig. 21 - Facteurs de forme inélastiques du niveau à 8 MeV ;

- la courbe A correspond à une transition E1 longitudinale
- la courbe B correspond à une transition E1 transverse pour une configuration

$\left(1p\ \frac{1}{2}\ 2s\ \frac{1}{2}\right) \longrightarrow \left(1p\ \frac{1}{2}\right)^2$.

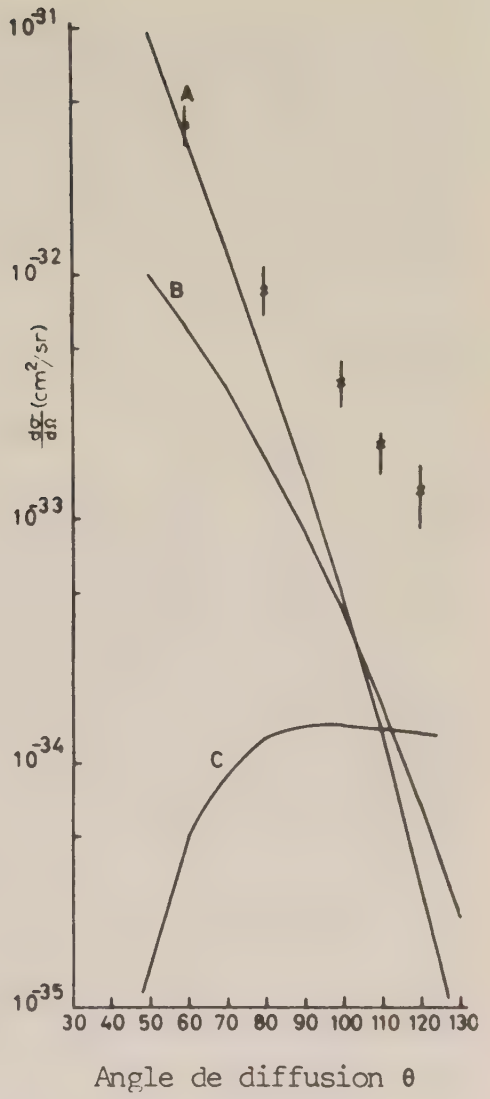


Fig. 22 - Facteurs de forme inélastiques du niveau à 8 MeV ;

- la courbe A correspond à une transition E1 longitudinale
- la courbe B correspond à une transition E1 transverse
- la courbe C correspond à une transition M2 pour une configuration

$\left(1p\ \frac{1}{2}\ 1d\ \frac{3}{2}\right) \longrightarrow \left(1p\ \frac{1}{2}\right)^2$

radiative totale de ce niveau a été mesurée par réaction $C^{13}(p, \gamma)N^{14}$ et vaut 8.10^{-3} eV. Si nous supposons que notre mesure correspond à la composante E2 d'une transition au niveau I = 2, T = 1, la composante M1 aurait une largeur radiative de 16,6 eV ce qui est en désaccord d'un facteur 2000 ! Nous ne pouvons donc identifier le niveau 7,962 MeV avec le niveau (I = 2, T = 1) de la configuration s^4p^{10}.

Il en résulte donc seulement que ce niveau à 7,962 MeV est excité par une transition E2, a une parité paire, et que son spin est 1, 2 ou 3.

B) Lithium 6.

Le lithium 6, comme tous les noyaux de la couche 1p, a fait l'objet de nombreux calculs théoriques ; tous traitent le noyau comme composé d'une particule α, noyau doublement magique, et de deux nucléons ; la seule différence réside dans l'hypothèse que la particule α, considérée sans structure, joue ou ne joue pas de rôle dans le calcul du spectre d'énergie de ce noyau. En particulier, pour Tang, Wildermuth et Pearlstein [52], pour Kopaleishvili, Vashakidze, Mamasakhlisov et Chilashvili [53], pour Gammel, Hill et Thaler [54], pour Ford [55], les niveaux d'énergie sont dûs essentiellement à l'interaction mutuelle des deux nucléons orbitaux. Au contraire, Wackman [56] puis Wackman et Austern [57] ont étudié les niveaux à basse énergie dans le cadre du modèle à trois corps. Dawson et Walecka [58] ont calculé les spins et parités des niveaux de spin isotopique égal à 0 et à 1 et montrent qu'ils sont indépendants des hypothèses sur le potentiel à deux nucléons. Streib [59] a étudié expérimentalement les deux isotopes, Ferrell et Visscher [60] ont fait des calculs dans le modèle en couches pour le lithium 6 et le lithium 7.

D'un autre côté, Inglis [61], Strnad [62], après Phillips et Tombrello [63] ont essayé de retrouver le spectre expérimental à partir du modèle en amas. Ce modèle théorique, récent, a été suggéré par quelques résultats expérimentaux et peut être appliqué à des états de basse énergie [64]. Le noyau se compose alors d'un agrégat de noyaux plus petits ; le lithium 6 est décrit comme un ensemble particule α et deutéron, le lithium 7 comme un neutron dans le champ de l'ensemble lithium 6. Les fonctions d'onde sont donc très semblables à celles du modèle à particule indépendante ; la différence réside en ce que les structures sont modifiées, polarisées ou altérées par la proximité d'autres amas. Phillips et Tombrello [63] en particulier montrent que l'état fondamental ainsi que les trois premiers états excités du lithium 6 peuvent être analysés comme un ensemble particule α et deutéron ; ils s'appuient pour cela sur les expériences de diffusion deutéron-particule α de Galonsky et Mc Ellistrem [65].

Comme pour l'azote 14, nous avons étudié les diffusions élastique et inélastiques d'électrons, pour des énergies incidentes comprises entre 100 et 180 MeV ; l'angle de diffusion étant variable entre 60° et 120°. De plus, une série de mesures prises à 420 MeV d'énergie incidente et pour θ variant de 2°30' en 2°30' entre 37°30' et 52°30', nous ont permis de choisir une interprétation pour le premier état excité du lithium 6.

Un problème particulier s'est posé pour la décomposition du spectre inélastique en transitions individuelles. Comme le montre le spectre des états excités du lithium 6 (fig. 23) [49], la largeur naturelle des niveaux est élevée et cela s'explique aisément car l'énergie de liaison du deutéron dans le noyau n'est que 1,471 MeV. Pour certains de ces niveaux, la largeur est comparable à la résolution en énergie de nos expériences : en effet une résolution de 0,28 % à 180 MeV incident nous donne des pics dont la largeur est 500 KeV. Pour résoudre ce problème, nous avons fait la convolution de la distribution en énergie du pic avec la courbe de résonance de Breit-Wigner [12]. Les courbes ainsi obtenues s'ajustent bien aux points expérimentaux.

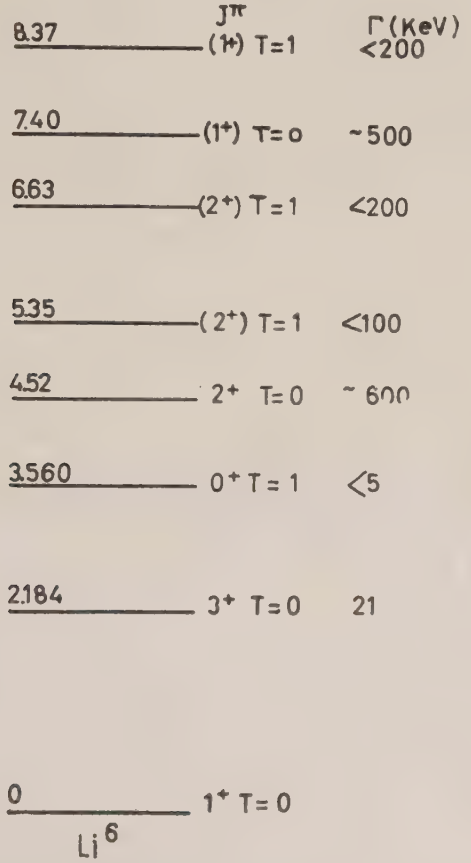


Fig. 23 - Spectre expérimental du lithium 6. Les spins et parités entre parenthèses ont été calculés par Dawson et Walecka [58].

Tableau 2

Sections efficaces élastique et inélastiques (unités 10^{-32} cm^2/sr) de diffusion par Li^6.

Energie incidente (MeV)	Angle de diffusion (deg)	Diffusion élastique	2,184 MeV	3,56 MeV	4,52 MeV	5,35 MeV	7,40 MeV	8,37 MeV
101,40	60	3374 ± 165	51,4 ± 3,5		46 ± 4,5			
100,25	70	1421 ± 70	41,7 ± 3					
99,05	75	983 ± 45	31,9 ± 2,5		38 ± 4			
146,60	60	867 ± 45	54,1 ± 3					
101,75	120	41,5 ± 3	4,7 ± 0,5	9,60 ± 3	4,65 ± 0,65			
119,85	120	15,7 ± 1	3,5 ± 0,3	8,75 ± 2,20	4,60 ± 0,65	1,26 ± 0,25	1 ± 0,25	0,35 ± 0,15
148,35	90	43,7 ± 3	9,0 ± 0,6	6,1 ± 1,8	10,8 ± 1			
178,75	90	11,3 ± 0,8	6,6 ± 0,5	3,5 ± 1,2	6,0 ± 0,7	1,36 ± 0,20		
146,75	120	3,9 ± 0,3	1,7 ± 0,3	3,85 ± 1	2,3 ± 0,4	0,5 ± 0,1	0,55 ± 0,15	0,18 ± 0,06

a) *Diffusion élastique.*

L'état fondamental de ce noyau a un spin égal à 1, la parité paire, un spin isotopique nul.

Le facteur de forme élastique expérimental est décrit par la formule :

$$F(q^2) = [1 - 0,1761\ q^2] \exp [- 0,7679\ q^2]$$

qui nous donne la valeur $a^2 = 3,17$ fermis^2 pour le paramètre de l'oscillateur harmonique (fig. 24) ; on en tire $\sqrt{< r^2 >} = 2,410$ F.

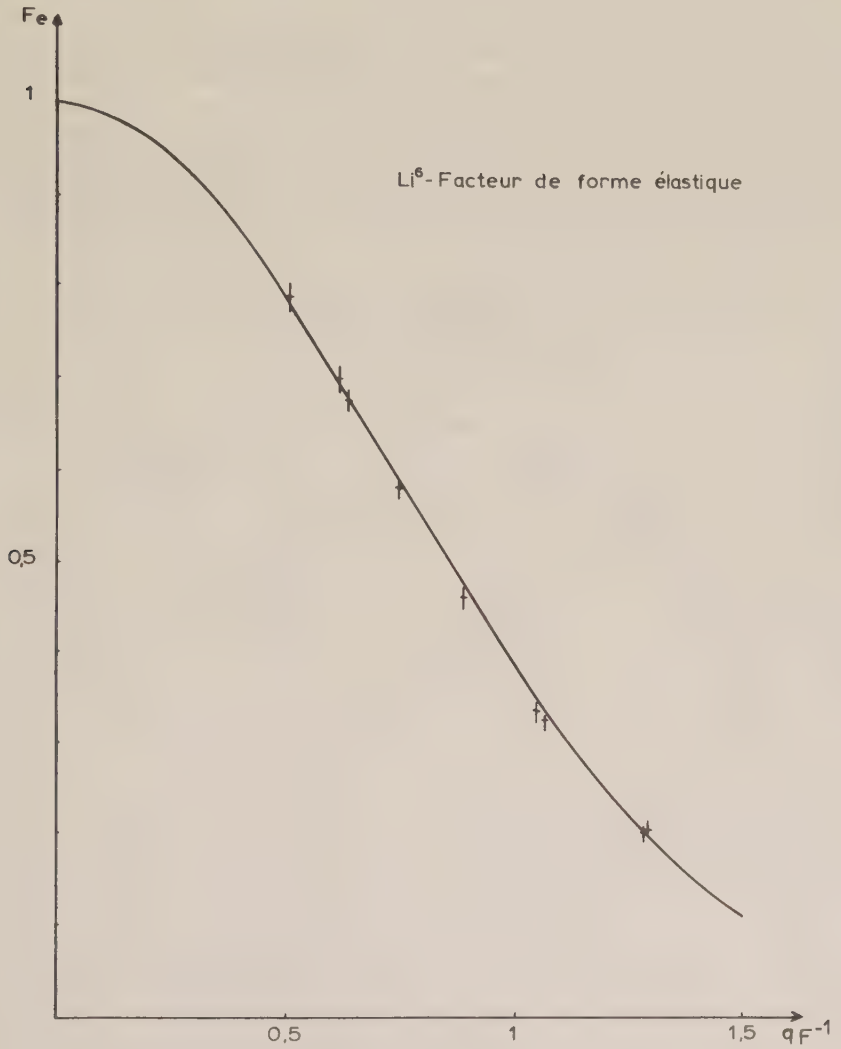


Fig. 24 - Facteurs de forme élastiques du lithium 6 comparés au modèle en couches.

Ce résultat est inférieur à celui trouvé à Stanford [39] pour une analyse par l'oscillateur harmonique $\sqrt{< r^2 >} = 2,82$ F, et en moyenne sur d'autres analyses $\sqrt{< r^2 >} = 2,70 \pm 0,15$ F. Les calculs du modèle en couches [60] donnent $\sqrt{< r^2 >} = 2,8$ fermis. Le béryllium 9 présente aussi cette caractéristique d'avoir une valeur expérimentale pour le rayon quadratique moyen inférieure à la valeur théorique [27] ; nous la retrouverons aussi dans le lithium 7.

b) *Niveau à 2,184 MeV.*

Un pic a été observé à 2,20 MeV qui correspond à l'excitation du niveau $I^\pi = 3^+$, $T = 0$, attendu à 2,184 MeV.

Les facteurs de forme sont sensiblement égaux pour des mesures à même transfert mais à des angles différents ($\theta = 90°$ et $\theta = 120°$), alors qu'ils seraient dans le rapport 2,33 si la transition était purement transverse : nous trouvons $0,98 \pm 0,25$.

En analysant les résultats expérimentaux des premières mesures (effectuées dans la salle 250 MeV) dans le cadre du modèle en couches, nous avons trouvé que la transition avait la multipolarité deux, et était électrique : nos points représentaient mieux une variation du facteur de forme corres-

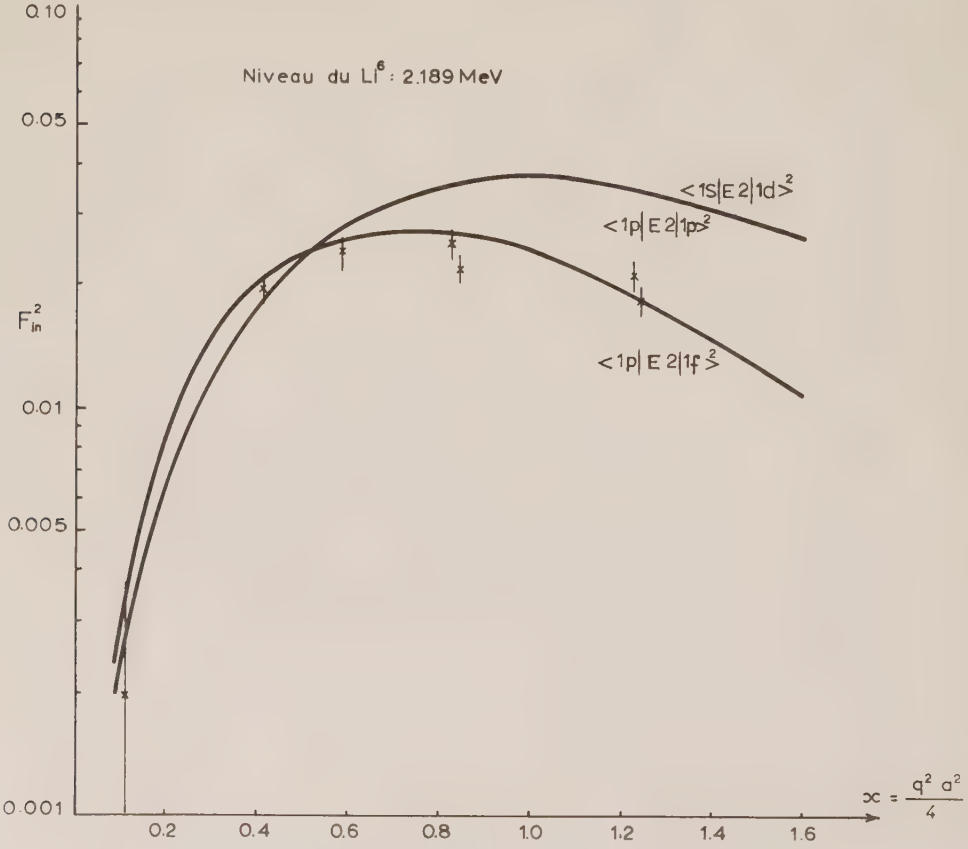


Fig. 25 - Facteurs de forme inélastiques du niveau à 2,184 MeV comparés au modèle en couches. Le point à $\frac{q^2 a^2}{4} = 0,1$ provient des mesures de Stanford [66].

pondant à une transition E2: 1p $\longrightarrow$ 1f qu'à celle obtenue pour une transition E2:1p $\longrightarrow$ 1p. (fig. 25). On en tire la probabilité réduite de transition

$$B(E2\uparrow) = (30 \pm 3) \cdot 10^{-52}\ cm^4$$

soit une largeur radiative égale à $(0,55 \pm 0,05) \cdot 10^{-3}$ eV. Le point correspondant à $\frac{q^2 a^2}{4} = 0,1$ sur la fig. 25 provient de la mesure de Stanford [66].

La transition est une transition mélangée E2 + M1, mais la précision de nos mesures ne nous permet pas de calculer B(M1) car $F_T^2 \leqslant \frac{F_L^2}{10}$.

Les facteurs de forme expérimentaux pourraient être ajustés à la courbe $< 1p \mid j_2(qr) \mid 1p >^2$ si au lieu de $a^2 = 3,17\ F^2$ on prenait $a^2 = 4\ F^2$. Mais cette hypothèse sur l'élément de matrice est peu probable : Gorbunov et Spiridonov [67] ont montré que ce niveau se désintègre avec émission de deutéron en laissant la particule α avec un spin égal à 3^+. Le deutéron serait dans un état d par rapport à la particule α ; or le recouvrement le plus favorable des fonctions d'onde aurait lieu pour des orbitales p plutôt que des orbitales f. Quoi qu'il en soit, la largeur radiative mesurée est pratiquement indépendante du choix de la fonction d'onde radiale.

Nous avons alors effectué en salle 500 MeV une autre série de mesures qui nous a permis de lever définitivement cette indétermination en faveur d'une transition de la forme $< 1p \mid j_2(qr) \mid 1f >$ (tableau 3).

Tableau 3

E_o MeV	θ Deg	q fermi^{-1}	$F_{in}^2(q^2) \cdot 10^2$
422,30	37°30'	1,376	1,3 ± 0,15
423,30	40°	1,4675	1,12 ± 0,10
423,50	42°30'	1,556	0,90 ± 0,10
422,10	45°	1,637	0,77 ± 0,07
422,10	47°30'	1,723	0,465 ± 0,07
423,10	50°	1,812	0,36 ± 0,05
423,00	52°30'	1,896	0,275 ± 0,05

c) *Niveau à 3,56 MeV.*

Ce niveau, dont les nombres quantiques sont $I^\pi = 0^+$, T = 1, est particulièrement intéressant car il est excité à partir de l'état fondamental par une transition magnétique pure : les facteurs de forme à même transfert de quantité de mouvement et à $\theta = 90°$ et $\theta = 120°$ doivent être dans le rapport 2,33 ; nous trouvons un rapport égal à 1,90 ± 0,5.

Ce niveau est l'analogue, du point de vue isospin, de l'état fondamental de l'hélium 6 ; par désintégration β, He^6 se retrouve dans l'état fondamental du lithium 6. Le temps de vie de cet état a été mesuré par des expériences de diffusion résonnante de rayons γ [68] : $\tau = (7,2^{+1,5}_{-1,2})\ 10^{-17}$ s, soit une largeur radiative $\Gamma = (9,1^{+2}_{-1,5})$ eV.

L'analyse de nos résultats expérimentaux par le "méthode des intégrales radiales" nous donne $\Gamma = (9 \pm 2,5)$ eV, ce qui concorde avec le ré-

sultat précédent. Il a été obtenu par normalisation du facteur de forme magnétique :

$$F = \sqrt{x}\ [A < 1p \mid j_o(qr) \mid 1p > + B < 1p \mid j_2(qr) \mid 1p >],$$

avec les points expérimentaux (fig. 26). Cette forme analytique du facteur de forme magnétique est déterminée, comme dans le cas du niveau à 2,31 MeV de N^{14}, à partir de l'évaluation de l'opérateur dipolaire M(M1, μ, q), dans l'hypothèse où les états excités les plus bas du lithium 6 sont dûs au neutron et au proton de la couche p. [58, 69].

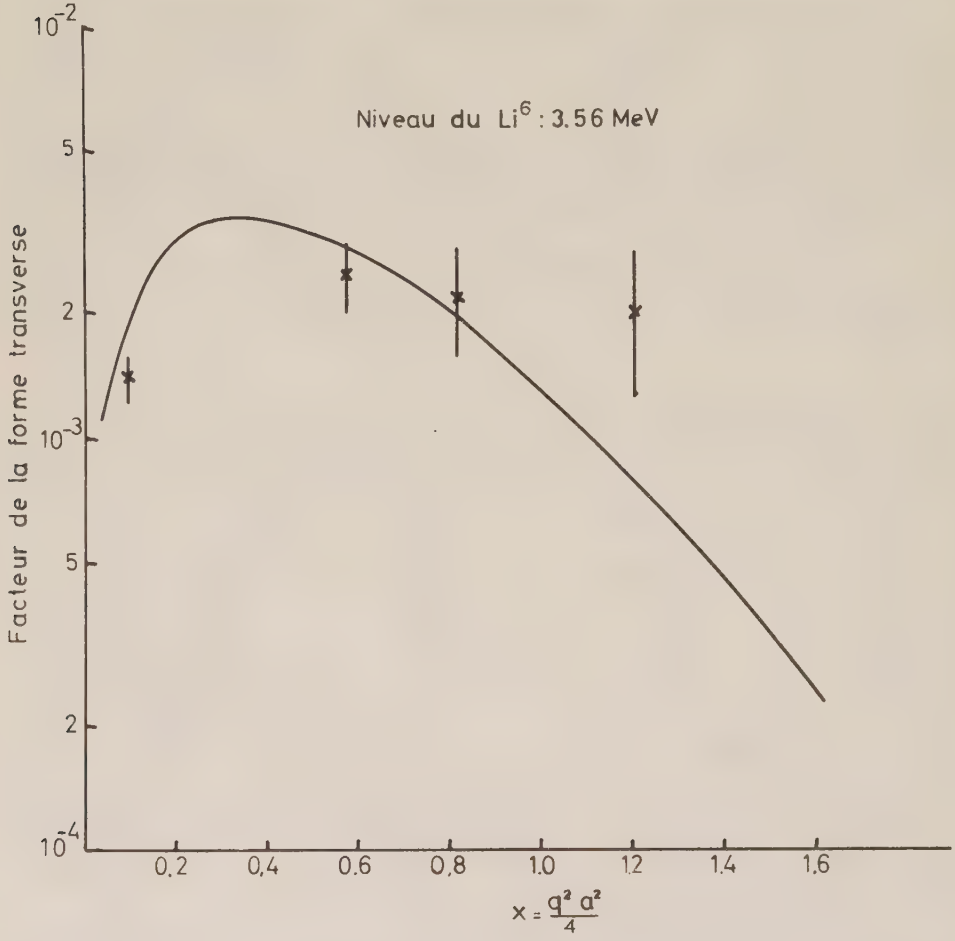


Fig. 26 - Facteurs de forme inélastiques du niveau à 3,56 MeV comparés au modèle en couches :

$$F = \sqrt{x}\, A\,[< 1p \mid j_o(qr) \mid 1p > + B < 1p \mid j_2(qr) \mid 1p >]$$

Le point à x = 0,1 correspond aux résultats de Stanford [66].

Dans le cas de couplage L-S, la fonction d'onde de l'état excité (I = 0, T = 1) est :

$$[C_1\ {}^1S_0 + C_2\ {}^3P_0]$$

et celle de l'état fondamental (I = 1, T = 0) :

$$[C_3\ {}^3S_1 + C_4\ {}^1P_1 + C_5\ {}^3D_1]$$

Les valeurs du moment magnétique et du moment quadrupolaire électrique de l'état fondamental du Li^6 ont permis de calculer les coefficients C_3, C_4, C_5 [69], l'étude de la désintégration β de l'hélium 6 donne C_1 et C_2 [70].

$$C_1 = 0,941 \pm 0,033$$
$$C_2 = -\ 0,339^{+0,111}_{-0,080}$$
$$C_3 = 0,988 \pm 0,004$$
$$C_4 = 0,147 \pm 0,025$$
$$C_5 = 0,055^{+0,045}_{-0,065}$$

Un caractère intéressant à noter, est la faible valeur de C_5, contrairement à celle obtenue pour l'azote 14 : l'état $^3D_1$ est négligeable ici tandis que pour l'azote 14 il était très accentué. D'ailleurs la prédominance des états S (coefficients C_1 et C_3) indique un couplage très proche du couplage limite L-S pur.

D'ailleurs Kurath [71], dans le cas de fonctions d'onde en couplage intermédiaire a trouvé que la largeur radiative est tout à fait insensible à la force du couplage spin-orbite et l'a calculée pour une transition M1 ; dans le cas du couplage L-S : Γ = 8,35 eV ; pour un couplage spin-orbite maximal lorsque la couche 1p est remplie : Γ = 8,8 eV ; enfin pour un couplage spin-orbite donnant un spectre d'énergie identique au spectre expérimental Γ = 8,7 eV.

En examinant de près la fig. 26, nous voyons que la courbe du facteur de forme magnétique s'ajuste bien aux points expérimentaux à petits transferts de quantité de mouvement, tandis que ceux à grands transferts sont trois fois plus hauts qu'elle. Cette divergence disparaitrait si nous augmentions le coefficient C_5 de l'état $^3D_1$; en échange nous aurions une modification considérable du coefficient C_3 de l'état $^3S_1$, ce qui nous donnerait une largeur radiative trop petite.

Pour obtenir de grandes valeurs du facteur de forme à grands transferts il faut un système dont les dimensions radiales soient plus petites ; pour cela il faut admettre que le coeur du noyau, à savoir la particule α, supposé sans contribution dans le calcul, participe à la diffusion. Cette hypothèse est confirmée par le fait qu'à plus grande énergie d'excitation (14 MeV), une autre transition magnétique dipolaire a été observée [66]. Elle a aussi été mise en évidence dans le lithium 7 [66] et un coeur commun en serait responsable dans les deux cas.

Les résultats des expériences d'électrodésintégration du lithium 6, que nous présentons plus loin, appuient cette idée, car la section efficace d'élec-

trodésintégration est bien décrite par les composantes du modèle [particule α + deutéron]. Dans ce cas la valeur trop élevée de la section efficace de diffusion inélastique pour ce niveau proviendrait de la contribution de la section efficace d'électrodésintégration de ce noyau. Nous trouverons un phénomène analogue dans le lithium 7.

d) *Niveau à 4,52 MeV.*

Un pic a été observé à (4,5 ± 0,1) MeV qui correspond à l'excitation du niveau $I^{\pi} = 2^{+}$, T = 0 prévu à 4,52 MeV.

Ce niveau présente les mêmes caractéristiques que le niveau à 2,189 MeV ; les facteurs de forme ont la même dépendance en q, et en θ ; ils sont purement longitudinaux, à la précision de nos mesures ; l'analyse par le modèle en couches fait apparaître une transition quadrupolaire entre cet état et le fondamental ; la probabilité réduite de transition B(E2↑) est égale à $(30 \pm 3)\ 10^{-52}$ cm^4, soit une largeur radiative pour ce niveau égale à $\Gamma = (0,55 \pm 0,05)\ 10^{-3}$ eV.

e) *Niveaux à 5,35 MeV - 7,40 MeV - 8,37 MeV.*

Trois pics ont été observés à (5,30 ± 0,10) MeV, (7,40 ± 0,10) MeV et (8,40 ± 0,10) MeV. Tous trois sont dûs à des mélanges de transitions (E2 + M1) mais les facteurs de forme mesurés sont essentiellement longitudinaux et nous ne voyons que la composante E2.

Les moments angulaires totaux et les parités de ces niveaux ont été calculés par Dawson et Walecka [58] dans leur étude des niveaux dont le spin isotopique est égal à 0 et à 1. Leur parité est paire, ce qui est confirmé par une transition électrique quadrupolaire ; mais ces niveaux n'étaient que très faiblement excités et nous ne pouvons en tirer que des valeurs approximatives de la probabilité réduite de transition :

Tableau 4

	5,35 MeV 2^+ — T = 0	7,40 MeV 1^+ — T = 0	8,37 MeV 1^+ — T = 1
B(E2↑) cm^4	$(7 \pm 2)\ 10^{-52}$	$(6 \pm 2)\ 10^{-52}$	$(4 \pm 2)\ 10^{-52}$

f) *Conclusion.*

Les résultats que nous venons de donner conduisent "naturellement" à une interprétation du noyau lithium 6 en deux composantes : un coeur particule α et un deutéron ; et ce coeur devrait être introduit dans le calcul des facteurs de forme. Les expériences d'électrodésintégration du lithium 6 confirment ce résultat et nous les présentons dans la suite de notre exposé.

C) Lithium 7.

De nombreux calculs utilisant le modèle en couches, le modèle unifié, le modèle en amas, ont été faits pour expliquer les propriétés des états excités du lithium 7.

Jusqu'à 10 MeV d'excitation environ, le nombre de ces états excités est peu élevé ; cependant les spectres expérimentaux relevés par Ajzenberg-Selove diffèrent entre l'année 1955 [72] et l'année 1959 [49]. Le premier possède un niveau supplémentaire à 5,5 MeV observé dans une réaction de photodésintégration du lithium 7 en triton et particule α [73] (Fig. 27).

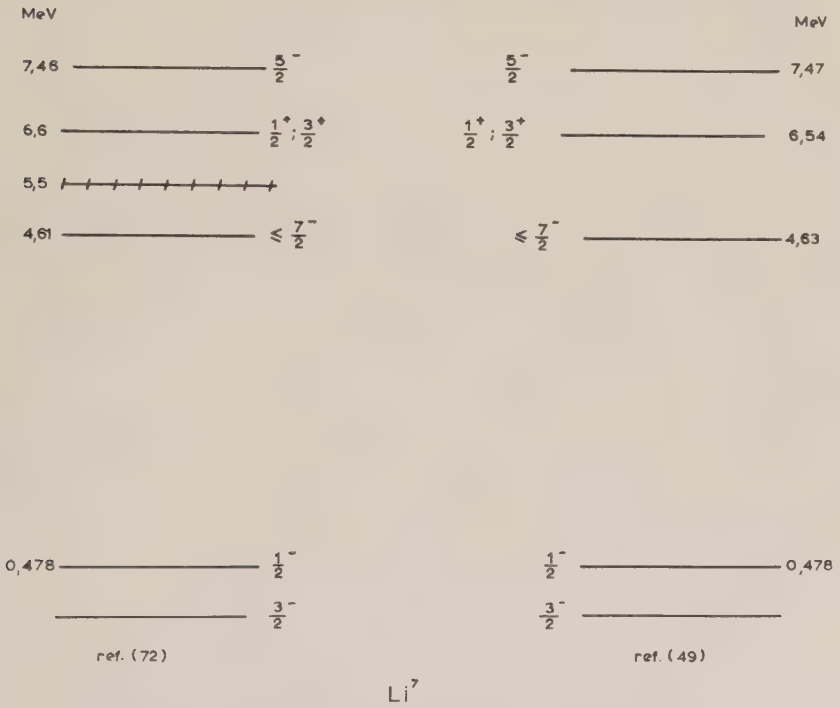


Fig. 27 - Spectres expérimentaux du lithium 7 publiés en 1955 et en 1959.

Le spectre calculé avec le modèle en couches sur la base du couplage L-S pour les trois nucléons de la couche 1p est conforme au spectre expérimental pour les niveaux trouvés de parité impaire (fig. 28).

L'état fondamental a un moment angulaire total 3/2, une parité impaire ; le premier niveau a pour nombres quantiques $1/2^-$; au dessus le spectre calculé prévoit deux autres états de parité négative 7/2 et 5/2.

Dans le cas du couplage intermédiaire, des calculs effectués en prenant différents modèles de forces nucléaires et pour un paramètre de cou-

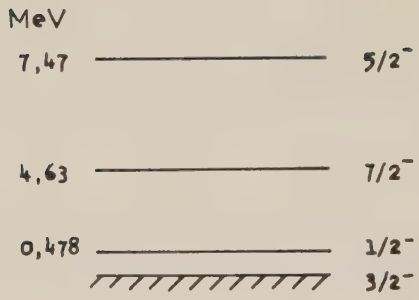


Fig. 28 - Spectre calculé du lithium 7 dans le cas d'un couplage L-S entre les 3 nucléons de la couche 1p.

plage $\frac{a}{K}$ égal à 2,5 environ, donnent toujours la succession de moments angulaires $I = \frac{3}{2}, \frac{1}{2}, \frac{7}{2}, \frac{5}{2}, \frac{5}{2}$, pour les cinq premiers états à parité négative $\left(\frac{a}{K}\right.$ mesure les contributions relatives potentiel central et force spin-orbite$\left.\right)$ [74, 75, 76]. Le schéma est en accord avec l'expérience si l'on admet que l'état $5/2^-$ observé à 7,47 MeV correspond au second état $5/2^-$ calculé [76, 77], le premier devant se trouver entre 5 et 6 MeV.

Ce niveau manquant $5/2^-$ apparait dans les résultats de calcul basés sur d'autres modèles. (fig. 29).

Clegg [78] applique le modèle unifié au noyau lithium 7 et trouve une bande rotationnelle $K = 1/2$ dont les trois états les plus bas seraient l'état fondamental et les niveaux $I = 1/2$ et $I = 7/2$, l'ordre des états étant déterminé par un paramètre de découplage $a = -1,3$; ce paramètre est calculé à partir du modèle de Nilsson [79] ; le niveau 5/2 manquant à 5,96 MeV serait le quatrième terme de la bande rotationnelle du fondamental.

Tang, Wildermuth et Pearlstein [52] partent du modèle en amas (cluster model) et trouvent aussi un niveau $5/2^-$ entre 5 et 6 MeV.

Le modèle en amas a servi aussi de base à de nombreux autres calculs sur les états excités des noyaux qui peuvent être décomposés en deux corps [61, 80, 63] : le premier et le second états excités du lithium 7 auraient la configuration particule α et triton comme l'état fondamental, tandis que le troisième aurait la configuration lithium 6 + neutron. Pour d'autres auteurs [81] le lithium 7 aurait la configuration lithium 6 et neutron.

Kunz [82] effectue ses calculs à partir du modèle à particule α, qui donne un spectre d'états excités moins étalé en énergie que le spectre expérimental ; le moment quadrupolaire calculé ainsi est plus grand (d'un facteur 3) que celui mesuré.

Nous avons analysé les spectres élastiques et inélastiques obtenus par diffusion d'électrons sur du lithium 7, pour une gamme d'énergies initiales de 100 MeV à 180 MeV, pour des angles θ de diffusion compris entre 40° et 120°.

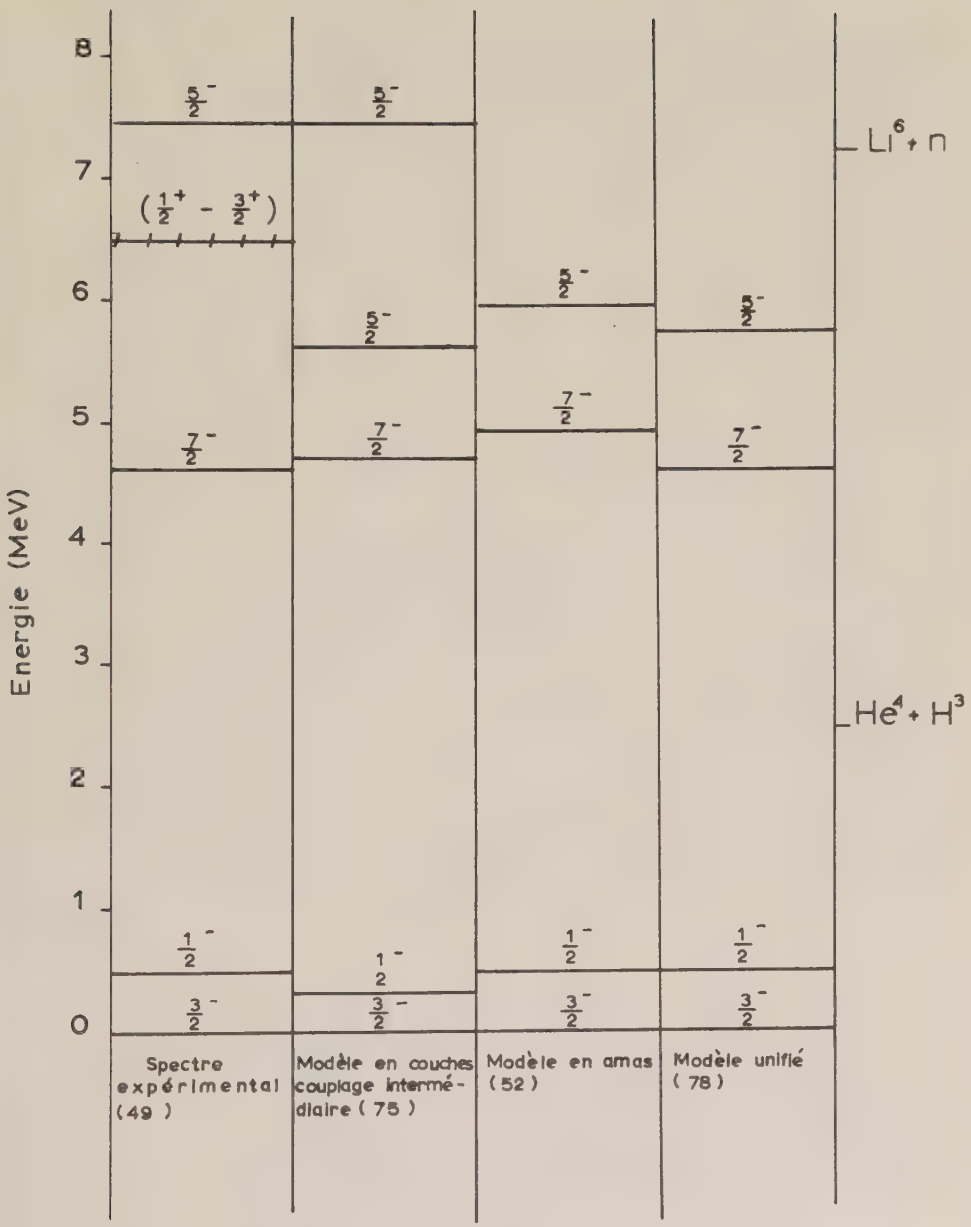


Fig. 29 - Comparaison du spectre expérimental du lithium 7 (1959) avec les spectres prédits par le modèle en couches, le modèle en amas, le modèle unifié.

Tableau 5

Sections efficaces de diffusion élastique et inélastiques (unités 10^{-32} cm^2/sr) du Li^7.

Energie incidente (MeV)	Angle de diffusion (deg)	Diffusion élastique	0,478 MeV	4,63 MeV	5,7 MeV	6,8 MeV	7,47 MeV
101,40	60	3415 ±140		28,1 ±2,5		20,6 ± 4,5	3 ± 0,5
148,90	40	8100 ±300		70,5 ±6			
99,65	90	352 ± 20		1,30±0,15		10,3 ± 0,18	
146,70	60	1018 ± 45	11,85 ± 3,35	2,70±0,25			
121,40	90	160,5 ± 8,5	2,05 ± 0,60	11,4 ±0,10	1,36 ± 0,20		
101,75	120	43,1 ± 2	2,30 ± 0,30	4,35±0,50			
148,20	75	208,5 ± 8		1,80±0,15			
147,90	90	58,40± 2,5	3,40 ± 0,40	9,50±0,8	1,50 ± 0,20		
121,40	120	15,80± 1	1,77 ± 0,20	3,15±0,3	0,30 ± 0,05		
177,45	90	17,10± 1	2,45 ± 0,30	6,20±0,5	2,45 ± 0,30	2,45 ± 0,35	0,32 ± 0,06
147,70	120	3,90± 0,25	1,45 ± 0,20	2,15±0,25	0,57 ± 0,10	1,18 ± 0,30	0,15 ± 0,05

a) *Diffusion élastique.*

L'état fondamental du noyau lithium 7 a pour spin et parité $3/2^-$.

Les mesures de diffusion élastique nous donnent le rayon quadratique moyen de ce noyau : $\sqrt{< r^2 >} = 2,33 \pm 0,06$ fermis, à partir de la valeur a = 1,72 fermi du paramètre de l'oscillateur harmonique. Nous avons trouvé cette valeur en ajustant le facteur de forme expérimental à son expression analytique : (fig. 30).

$$F(q^2) = [1 - 0,1639\ q^2]\ \exp(-0,73965\ q^2)$$

Cette valeur est inférieure à celle déterminée à Stanford par diffusion d'électrons [4] : Streib [83] avait trouvé $\sqrt{< r^2 >} = (2,71 \pm 0,06)$ fermis, Ferrell et Visscher [60], à partir du modèle en couches, avaient calculé pour le rayon quadratique moyen du lithium 7 : $\sqrt{< r^2 >} = (2,3 \pm 0,2)$ fermis. Cette valeur est en accord avec notre résultat expérimental contrairement au cas du lithium 6.

Cependant, Streib [83] avait déterminé avec une bien meilleure précision le rapport entre les rayons quadratiques moyens des deux isotopes du lithium : il trouvait $\sqrt{\frac{< r^2 >\ Li^6}{< r^2 >\ Li^7}} = 1,026 \pm 0,008$. Nous obtenons, quant à nous :

$$\sqrt{\frac{< r^2 >\ Li^6}{< r^2 >\ Li^7}} = \frac{2,41}{2,33} = 1,034 \pm 0,01,$$

ce qui est en accord avec la valeur précédente.

Cette différence trouvée entre le rayon quadratique moyen de charge du lithium 6 et celui du lithium 7 est assez surprenante ; elle pourrait s'expliquer soit par le fait que le lithium 6 se conduit comme s'il était composé d'un deutéron en dehors de la couche fermée ; cette hypothèse rejoint les prédictions du modèle en amas et aussi les résultats (présentés dans le paragraphe suivant) de l'électrodésintégration du lithium 6 ; soit par une diffusion magnétique ou une diffusion électrique quadrupolaire possibles toutes les deux dans le lithium 7. Cette dernière hypothèse peut être vérifiée en effectuant des mesures de facteur de forme à transfert correspondant au zéro de diffraction dans la diffusion élastique et dans des expériences de diffusion à 180°. Nous n'avons pas travaillé dans ces conditions pour pouvoir vérifier quelle hypothèse est la bonne.

b) *Niveau à 0,478 MeV.*

Ce niveau a pour nombre quantique $I^\pi = 1/2^-$.

Il a été difficile à analyser car, ayant travaillé avec une résolution totale en énergie de 0,3 %, et pour des énergies incidentes comprises entre 100 et 180 MeV, la résolution est de l'ordre de grandeur de l'énergie d'excitation de ce niveau et le pic inélastique correspondant est noyé dans le pic élastique. Pour les séparer, il faut tracer le pic élastique ; pour cela, on peut utiliser deux méthodes : soit calculer la forme du pic du lithium 7 qui, on l'a vu chapitre II, est déterminée par la convolution du faisceau incident, de la perte d'énergie par ionisation et de la queue radiative ; soit supposer simplement que cette forme est la même pour les deux isotopes de l'élément. Les résultats obtenus par les deux méthodes différaient de moins de 10 % ; aussi avons-nous utilisé le pic élastique du lithium 6 mesuré sur une cible dont l'épaisseur, exprimée en longueurs de radiation, est la même que celle de notre cible de lithium 7. Cependant, quelle que soit la méthode choisie, c'est là que réside la principale source d'erreurs dans les résultats obtenus pour ce niveau.

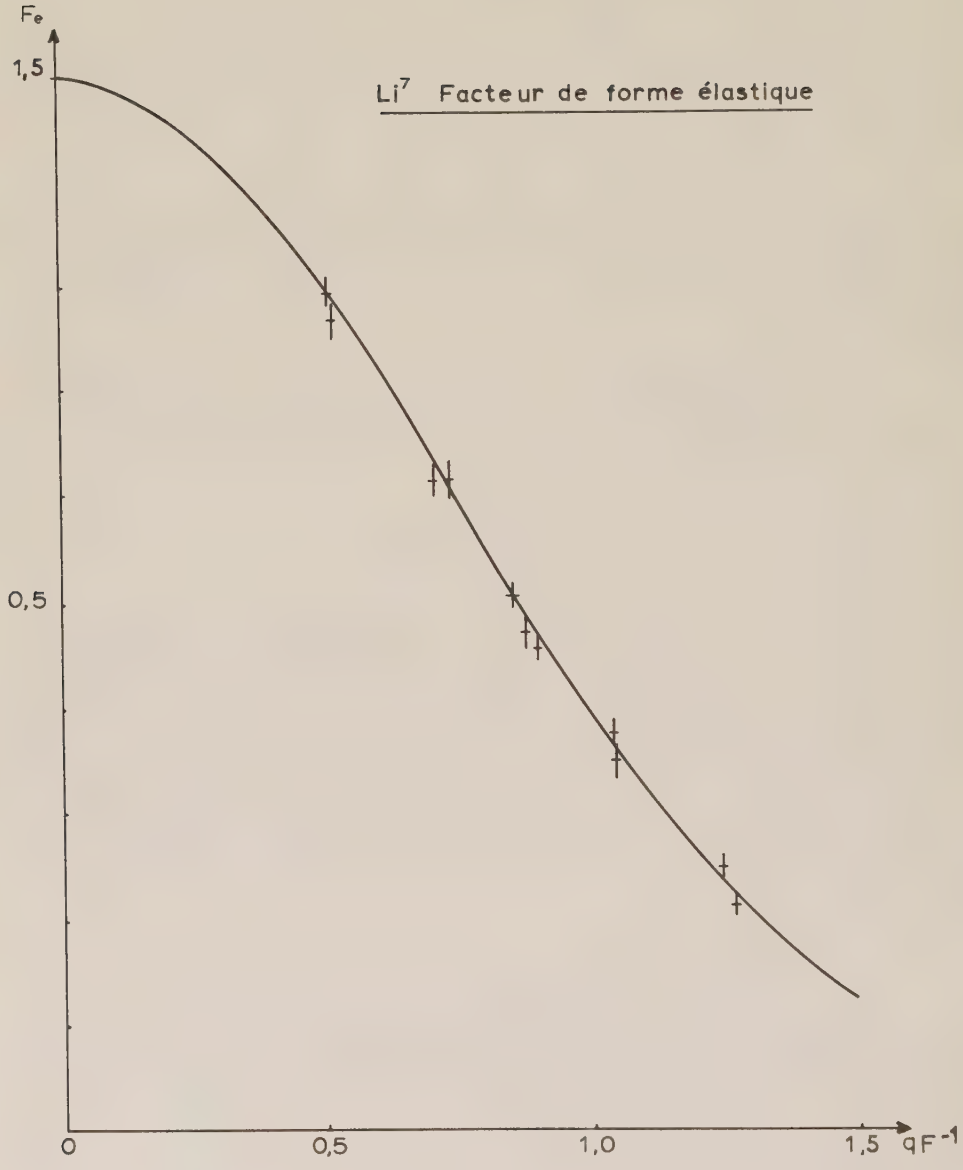


Fig. 30 - Facteurs de forme élastiques du lithium 7 comparés au modèle en couches.

Tableau 6

E_o MeV	θ deg	q fermi^{-1}	$F^2_{exp.} \times 10^3$	$F^2_{proton\ impair} \times 10^3$	$F^2_{couplage\ L-S} \times 10^3$
146,70	60	0,743	4,6 ± 1,3	3,92	1,71
121,40	90	0,870	3,3 ± 1,0	5,87	2,11
101,75	120	0,893	11,2 ± 1,8	7,26	2,61
147,90	90	1,060	8,1 ± 0,9	7,91	2,85
121,40	120	1,066	12,9 ± 1,4	9,86	3,55
177,45	90	1,272	8,4 ± 1,0	8,44	3,04
147,70	120	1,297	15,7 ± 1,8	11,07	3,98

Le tableau 6 donne les facteurs de forme inélastiques expérimentaux et nous permet de les comparer à deux séries de facteurs de forme théoriques. Les premiers ont été calculés en supposant que les deux neutrons extérieurs sont couplés à I = 0, et que seul le proton impair dans la couche p intervient dans la transition ; ce genre de calcul correspond à la limite de Schmidt pour le calcul du moment magnétique des noyaux. Les seconds sont établis dans l'hypothèse de couplage L-S entre les trois nucléons de la couche 1p. Le premier calcul a évidemment l'avantage de la simplicité ; le second veut retrouver le spectre expérimental des états excités du noyau.

Une première remarque est à faire en regardant ces nombres : la contribution transverse à la section efficace de diffusion est importante ; elle apparait dans les couples de mesures effectuées à q constant et à θ différents.

Une autre remarque est que les calculs effectués dans l'approximation du proton impair rendent mieux compte des valeurs expérimentales que ceux effectués en couplage L-S. Un tel résultat est pourtant peu compatible avec les caractéristiques connues de ces modèles car le couplage L-S donne des résultats, dans les noyaux légers, très proches des résultats expérimentaux. Nous pouvons donc supposer que le facteur 3 entre les valeurs expérimentales et les valeurs théoriques (couplage L-S) est un facteur d'accélération dû à un effet collectif dans le noyau. Des conclusions analogues ont été tirées dans le cas du niveau à 4,43 MeV du carbone 12 [84].

Nos mesures analysées dans le modèle en couches nous donnent

$$B(E2\uparrow) = (6,8 \pm 1,0)\ 10^{-52}\ cm^4$$

pour l'excitation longitudinale, soit un temps de vie moyenne $\tau_{E2} = 2,8 \cdot 10^{-9}$ sec. Ce résultat est en accord avec celui de Stelson et Mc Gowan [85] qui, par excitation coulombienne, trouvent B(E2) = $(7,3 \pm 1,5)\ 10^{-52}$ cm^4.

La partie transverse de la transition a précédemment été étudiée [86] par la méthode de diffusion résonnante et le temps de vie moyenne a été déterminé : $\tau_{M1} = 1,09 \cdot 10^{-13}$ sec. Ce temps de vie très court indique que la transition est à dominante M1. Il aurait été intéressant pour nous de mesurer B(M1) en même temps que B(E2), mais, outre que l'analyse du spectre pré-

sente de grandes difficultés, la section efficace attendue dans le cas d'une transition M1 serait beaucoup trop petite pour être mise en évidence dans la section efficace observée [11].

c) *Niveau à 4,63 MeV.*

Un pic inélastique a été observé à (4,63 ± 0,05) MeV. Il correspond à l'excitation d'un niveau bien connu de nombre quantique $I^{\pi} = 7/2^-$. Il est excité par une transition électrique quadrupolaire pure et ce niveau est le niveau miroir de l'état à 4,53 MeV du béryllium 7.

Son analyse par la méthode des intégrales radiales (fig. 31) montre que

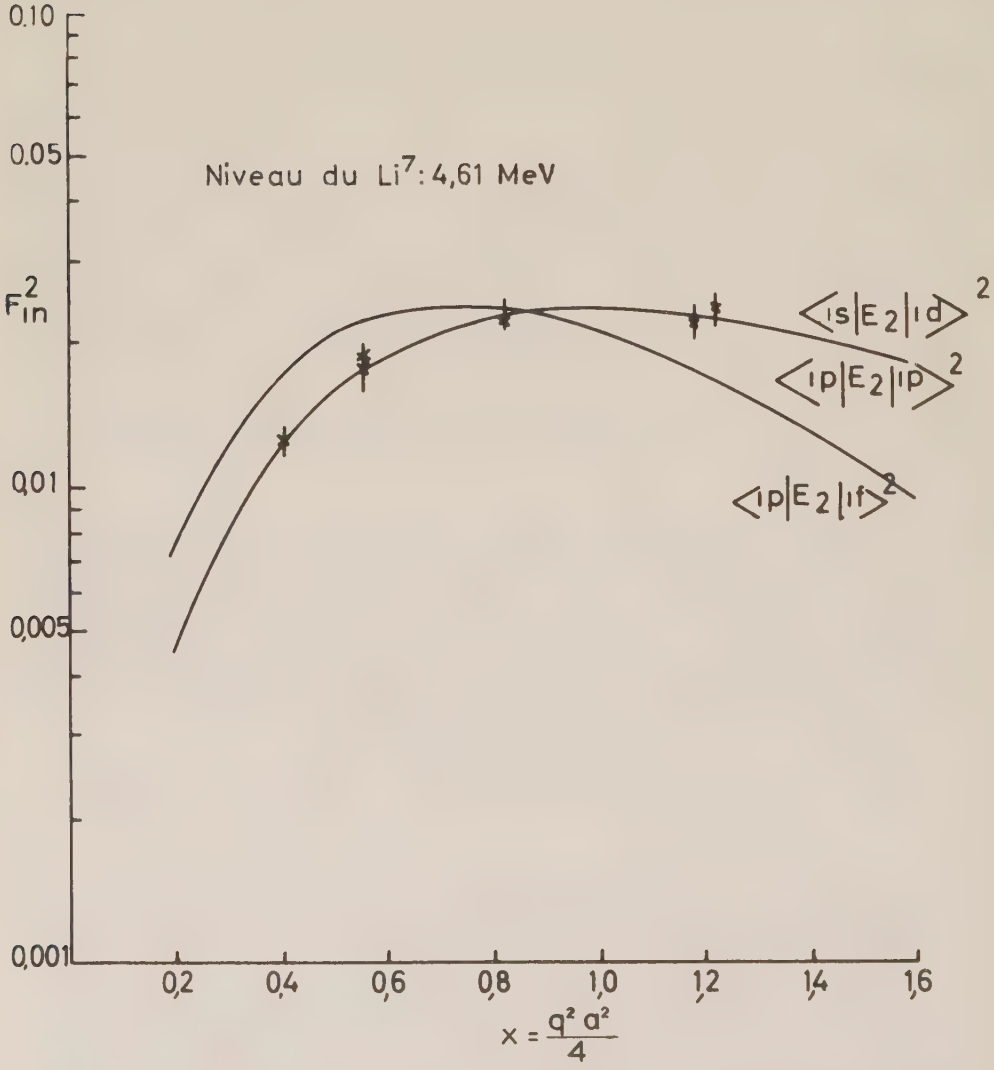


Fig. 31 - Facteurs de forme inélastiques du niveau à 4,63 MeV comparés au modèle en couches.

la courbe $< 1p \mid j_2(qr) \mid 1p > = \frac{2}{3} x \exp(-x)$ est très bien normalisée aux facteurs de forme inélastiques expérimentaux et le coefficient de normalisation nous donne $B(E2\uparrow) = (17 \pm 1,5)\ 10^{-52}\ cm^4$.

Nous pouvons utiliser ce résultat obtenu pour une transition E2 pure pour analyser les autres niveaux de la même bande rotationnelle [78] dans le cadre du modèle unifié de Nilsson [79]. Celui-ci suppose une déformation du potentiel nucléaire jusqu'alors considéré comme possédant la symétrie sphérique. Le potentiel nucléaire possèderait la symétrie cylindrique ; l'hamiltonien décrivant l'interaction d'un nucléon avec le champ nucléaire s'écrit alors avec un terme supplémentaire qui explicite le couplage de la particule à l'axe de déformation.

$$H = H_o' + H_\delta + C\ \vec{l} \cdot \vec{s} + D\ \vec{l}^2$$

- H_o : potentiel oscillateur à symétrie sphérique
- H_δ : terme de couplage de la particule à l'axe de déformation
- $C\ \vec{l} \cdot \vec{s}$: potentiel spin-orbite
- $D\ \vec{l}^2$: correction au potentiel oscillateur pour des états de moment angulaire élevé.

Ces deux derniers termes sont calculés pour donner l'ordre connu des niveaux de particule indépendante du modèle en couches pour un potentiel à symétrie sphérique. De plus Nilsson traite les trois derniers termes comme une perturbation.

Dans ces conditions, pour une même bande caractérisée par K, projection de I sur l'axe de symétrie, la probabilité réduite de transition électrique quadrupolaire a pour valeur :

$$B(E2,\ I_i\ K \longrightarrow I_f K) = e^2\ Q_o^2\ (I_i\ 2\ K\ 0 \mid I_f\ K)^2$$

- Q_o étant le moment quadrupolaire intrinsèque du noyau
- le terme entre parenthèses étant un coefficient de Clebsch-Gordan.

Q_o est relié à la déformation du potentiel nucléaire par le coefficient δ :

$$Q_o \# 0,8\ Z\ r^2\ \delta \left(1 + \frac{2}{3}\ \delta\right)$$

r étant le rayon de charge du noyau,

et $\delta = \eta\ \chi$ (approximation au 1er ordre en δ)

- δ caractérise donc la déformation du potentiel nucléaire
- η est égal au rapport des axes de l'éllipsoïde
- χ dépend de la force du terme spin-orbite.

On trouve $\delta = 0,4$. Le choix de $\eta = +8$ est fait en fonction du paramètre de découplage qui explique l'inversion des états 3/2 et 1/2 [78], et $\chi = 0,052$.

Nous pouvons alors calculer la probabilité de transition réduite entre l'état fondamental et les autres membres de la bande rotationnelle basée sur l'orbite 3 ; nous trouvons pour la transition à l'état excité à 0,478 MeV :

$$B(E2\uparrow) = 7,1 \text{ fermis}^4$$

ce qui est proche de la valeur que nous avons déterminée expérimentalement $(6,8 \pm 1)$ fermis^4 et proche aussi de celle déterminée par excitation coulombienne $(7,3 \pm 1,5)$ fermis^4 [85].

d) *Niveau à 5,7 MeV.*

Cet état correspond au niveau observé par Stoll et al [87, 73, 88] à 5,5 MeV qui apparait dans le spectre d'énergie expérimental en 1955 et ne se retrouve pas en 1959 (fig. 27). Il avait été vu dans la réaction $Li^7(\gamma, t)\ He^4$.

Nous avons observé un pic large à $(5,7 \pm 0,1)$ MeV ; la largeur naturelle de ce niveau doit donc être grande. La partie longitudinale de cette transition analysée par la méthode des intégrales radiales nous donne

$$B(E2\uparrow) = (4,1 \pm 1,5)\ 10^{-52}\ \text{cm}^4$$

par normalisation à la courbe $<1p \mid j_2(qr) \mid 1p>^2$.

Stoll donnait $B(M1\uparrow) = 0,013 \cdot 10^{-26}$ cm^2, ce qui correspond à un mélange de transitions E2 + M1, dont le caractère transverse est faible.

Nous pouvons essayer de déterminer le spin et la parité de ce niveau à partir d'une étude de la distribution angulaire de la photoréaction (γ, t).

En effet, d'après la théorie des corrélations angulaires des cascades, la distribution angulaire $W(\theta)$ de l'absorption d'un γ, suivie de l'émission d'une particule, est entièrement déterminée par les valeurs des spins des niveaux. Elle se calcule pour un mélange E2 + M1 avec les tables des coefficients de l'analyse des distributions angulaires [89] pour un paramètre de mélange δ. δ est le rapport des éléments de matrice des multipôles en compétition :

$$\delta = \frac{< I_f \mid E2 \mid I_i >}{< I_f \mid M1 \mid I_i >}$$

Les valeurs relatives des éléments de matrice sont données par l'expression [3] :

$$\delta_\lambda = \left[\frac{i^{s(\lambda)}\ q^\lambda}{(2\lambda + 1)!!} \right] \sqrt{\frac{\lambda + 1}{\lambda}} < I_f \mid M(\pi\lambda) \mid I_i >$$

avec $S(\lambda) = \lambda$ pour $E\lambda$

$= \lambda + 1$ pour $M\lambda$

Nous obtenons ainsi $\delta = \pm 0,055$; nous pouvons alors calculer $W(\theta)$ en fonction des polynômes de Legendre :

Pour $I_f = \frac{3}{2}^{\pm}$:

$$W(\theta) = P_o(1 + \delta^2) + P_2 \left(\frac{2}{5} \pm 1,55\ \delta + \frac{1}{2}\ \delta^2\right)$$

Pour $I_f = \frac{5}{2}^{\pm}$:

$$W(\theta) = P_o(1 + \delta^2) + P_2 \left(-\frac{2}{5} \pm \frac{12}{\sqrt{35}}\ \delta + \frac{10}{49}\ \delta^2\right) + P_4 \frac{32}{49}\ \delta^2$$

avec :

$$P_o = 1$$
$$P_2 = \frac{1}{2}(3x^2 - 1)$$
$$P_4 = \frac{1}{8}(35x^4 - 30x^2 + 3)$$

avec $x = \cos\theta$

Ayant la valeur de $W(\theta)$, nous la comparons avec la distribution angulaire obtenue par la méthode des moindres carrés [91] à partir des résultats de Stoll [87, 73, 88].

Tableau 7

spin et parité	Distribution angulaire calculée	Distribution angulaire mesurée
$\frac{3}{2}^{\pm}$	$1 + (0,40 \pm 0,08)\ P_2$	1
$\frac{5}{2}^{\pm}$	$1 + (-0,40 \pm 0,11)\ P_2 + 0,002\ P_4$	$- (0,31 \pm 0,29)\ P_2$ $+ (0,59 \pm 0,47)\ P_4$

La précision sur la distribution angulaire mesurée est très faible ; on peut cependant faire deux remarques qui jouent en faveur du spin 5/2 :

D'abord le coefficient de P_2 est négatif. Cela a d'autant plus de valeur que le coefficient positif calculé pour le spin 3/2 diffère de plus de deux erreurs standards du coefficient mesuré ; ensuite le coefficient P_4 existe, qui n'intervient pas pour le spin 3/2.

Quant à la parité de ce niveau, du fait que la transition est électrique quadrupolaire, elle doit être négative.

En reprenant les calculs à partir du modèle de Nilsson [79] avec les paramètres déterminés par les résultats du niveau 4,63 MeV, nous pouvons calculer la probabilité réduite de transition radiative entre l'état fondamental $3/2^-$ et un état excité $5/2^-$: nous trouvons $B(E2) = 2,4$ fermis^4 pour un niveau de la bande rotationnelle basée sur l'orbite 3. Cette valeur est donc proche de celle mesurée dans notre expérience et appuie l'hypothèse d'existence de ce niveau.

e) *Niveau à 6,8 MeV.*

Nous avons observé un pic très large à (6,8 ± 0,1) MeV. Comme pour le niveau à 5,7 MeV, la forme de ce pic accuse l'existence d'une largeur naturelle importante. Un niveau à 6,6 MeV avait été observé dans la même réaction Li^7 (γ, t) He^4 [87, 73, 88] qui avait mis en évidence le niveau à 5,5 MeV ; il lui avait été attribué une parité paire et son spin n'avait pas été fixé $\left(\frac{1}{2}\text{ ou }\frac{3}{2}\right)$. Les mesures de Stoll donnaient une probabilité réduite de transition magnétique dipolaire B(M1) = $6,9 \cdot 10^{-29}$ cm^2. La transition en fait est une transition mélangée à dominante M1, ce qui ne nous empêche pas de voir la composante E2. En effet, par normalisation à l'intégrale radiale $\langle 1p \mid j_2(qr) \mid 1p \rangle$ nous trouvons ici B(E2) = $(12,5 \pm 1,3)\ 10^{-52}$ cm^4.

Nous avons essayé d'étudier ce niveau à partir de la distribution angulaire de la photoréaction Li^7 (γ, t)α. La méthode est celle utilisée dans l'étude du niveau à 5,7 MeV. Nous avons calculé $\delta = \pm 0,254$ et nous arrivons aux distributions angulaires suivantes :

Tableau 8

I^π	Distribution angulaire calculée	Distribution angulaire mesurée
$\frac{3}{2}^\pm$	$1 + (0,45 \pm 0,36)\ P_2$	1
		$- (0,94 \pm 0,28)\ P_2$
$\frac{5}{2}^\pm$	$1 + (- 0,87 \pm 0,47)\ P_2 + 0,03\ P_4$	$- (0,19 \pm 0,38)\ P_4$

Donc, ici aussi, nous concluons à un spin 5/2, une parité impaire, du fait de la grande valeur négative du coefficient de P_2, et du caractère électrique quadrupolaire de la transition.

f) *Niveau à 7,47 MeV.*

Cet état excité du lithium 7 est, par contre, bien connu. Il a un spin égal à 5/2, une parité négative.

Nous avons observé un pic à (7,5 ± 0,1) MeV ; nous avons déterminé sa probabilité réduite de transition radiative à caractère électrique quadrupolaire B(E2 ↑) = $(2,5^{+0,5}_{-1})\ 10^{-52}$ cm^4. Ce résultat concorde avec la probabilité réduite de transition calculée dans le modèle de Nilsson pour une transition entre l'état fondamental 3/2 et l'état excité 5/2 de la même bande rotationnelle.

Si nous nous reportons à la figure 29, il correspond au deuxième état excité 5/2 prévu par le modèle en couches (couplage intermédiaire).

g) *Conclusion.*

Nous avons trouvé pour le lithium 7 trois niveaux susceptibles de posséder un spin $5/2^-$.

Ce résultat est sujet à caution car il est très peu probable que le spectre des états excités de ce noyau possède trois niveaux d'énergie $5/2^-$ près de l'état fondamental. De plus, si le modèle en couches prévoit deux niveaux 5/2, le modèle unifié et le modèle en amas n'en prédisent qu'un (fig. 29). Le bon accord des calculs du modèle de Nilsson est donc contredit par les prédictions théoriques, d'autant que les calculs de couplage de particules dans ce modèle montrent que les orbites 2 et 3 sont très mélangées dans le cas de déformations prolates [92].

Nous avons donc essayé de trouver une autre explication à ces résultats.

Tout d'abord nous avons pensé que ces pics pouvaient être dûs à des états excités d'impuretés de la cible, en particulier de l'azote qui pouvait se trouver à la surface de la cible sous forme de nitrure. En effet nous avions pu constater l'existence d'un petit pic élastique en avant du pic élastique du lithium et dont la position dans le spectre correspondait à un noyau de masse 14. Les expériences effectuées sur des cibles parfaitement propres ont montré la disparition du pic dû à l'impureté tandis que les "bosses étranges" demeuraient.

D'autre part, entre le premier et le second pics inélastiques du lithium nous observons une section efficace non négligeable de diffusion, ne pouvant provenir d'états excités de ce noyau.

Finalement, une solution s'est présentée à nous : l'électrodésintégration du lithium 7. C'est ce que nous présentons maintenant, en même temps que l'électrodésintégration du lithium 6.

2 - ELECTRODESINTEGRATION

A) Lithium 6.

Nous avons vu que de nombreuses études théoriques sur le lithium 6 arrivent à la conclusion que ce noyau se compose de deux "amas" : une particule α et un deutéron.

Une expérience de photodésintégration [93] conduit à un résultat analogue : la section efficace de la réaction Li^6 (γ, Tn) a été mesurée puis analysée ; elle est présentée sur l'histogramme suivant (fig. 32).

Il y apparait deux résonances larges, centrées l'une vers 11,5 MeV (déjà trouvée par Romanovski et Volker [94]) et l'autre vers 26 MeV, séparées l'une de l'autre par un creux à 17,6 MeV pour lequel la section efficace mesurée est très faible [95]. L'hypothèse qui découle de ces résultats est que le lithium 6 se scinde virtuellement en une particule α et un deutéron qui absorbent séparément le photon ; les autres états intermédiaires ne donnent alors qu'une contribution négligeable à la section efficace de photodésintégration. Le premier pic proviendrait principalement de l'interaction γ, d ; le second serait dû à l'interaction du photon avec la particule α.

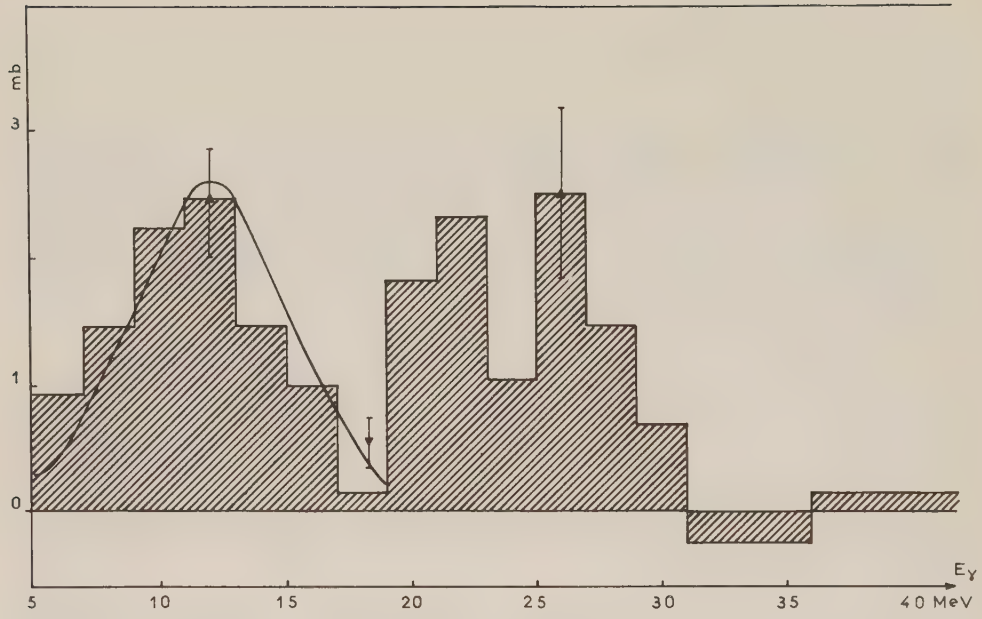


Fig. 32 - Histogramme donnant la section efficace de photodésintégration du lithium 6 [93].

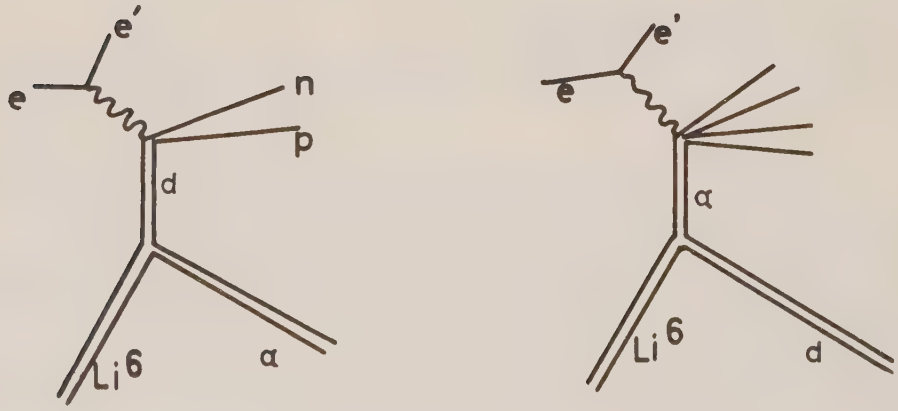


Fig. 33 - Diagrammes de la désintégration du lithium 6. Le deutéron, après absorption du photon, se désintègre en neutron + proton, tandis que la particule α a la possibilité d'un grand nombre de voies de désintégration.

Après avoir absorbé le photon, le deutéron se scinde en neutron et proton, tandis que la particule α possède différentes voies de désintégration, en plus de celle par émission de neutrons, détectée dans l'expérience de photodésintégration.

L'expérience que nous avons réalisée consiste à remplacer le photon réel de l'expérience de photodésintégration par le photon virtuel d'une expérience de diffusion d'électrons. L'avantage de cette méthode est de pouvoir mesurer l'extension spatiale de chaque amas absorbeur pris séparément.

Ce phénomène se décrit simplement par les diagrammes de la fig. 33 (le premier diagramme correspond à l'interaction γ, d, le second à celle γ, α).

La fig. 34 montre un spectre inélastique après soustraction de la queue radiative du pic élastique. Il reproduit remarquablement l'histogramme (fig. 32), en particulier les creux à 17,5 et 25 MeV et les pics autour de la seconde résonance. En avant de la première résonance, on peut voir des pics à 7,5 et 8,4 MeV correspondant à des niveaux connus du lithium 6 ; plus loin, nous observons une structure fine. Nous avons vu dans l'étude des niveaux discrets de ce noyau que les transitions qui apparaissent sont électriques quadrupolaires, mélangées ou non à des transitions magnétiques dipolaires. On peut donc supposer que les pics apparaissant aux énergies d'excitation plus élevées sont dûs aussi à d'autres transitions E2.

Suivant en cela Costa et al [93] nous admettons que le phénomène de photoabsorption est dominé par des transitions E1. Dans ce cas, nous pouvons calculer les sections efficaces par la théorie du spectre de photons virtuels (cf. paragraphe II.3) à l'aide des résultats de la réaction (γ n).

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left[\frac{dN_L}{d\Omega} + \frac{dN_T}{d\Omega} \right] \int \sigma(k_f) \frac{dk_f}{k_f}$$

L'intégrale donne la section efficace pondérée de rayonnement de freinage. Nous calculons $\left[\frac{dN_L}{d\Omega} + \frac{dN_T}{d\Omega} \right]$ pour des transitions E1 ; les équations 44 contiennent un facteur de forme dû à une extension spatiale finie et dans lequel intervient le rayon quadratique moyen du centre diffuseur. Nous pouvons atteindre le facteur de forme en comparant la section efficace mesurée à celle calculée pour un centre diffuseur ponctuel (Tableau 9).

Tableau 9

Energie d'excitation	$\int \sigma(k_f)\, k_f^{-1}\, dk_f$	$\frac{dN_L}{d\Omega} + \frac{dN_T}{d\Omega}$	s.e. calculée	s.e. mesurée	$< r^2 >$
de 9 MeV à 17,5 MeV	1,77 mbarns	$6,51 \cdot 10^{-4}$	$11,53 \cdot 10^{-31}$ cm²/sr.	$(9,2 \pm 0,5)\ 10^{-31}$ cm²/sr.	$(4 \pm 0,8)\ F^2$
de 17,5 à 32 MeV	3,6 mbarns	$7,32 \cdot 10^{-4}$	$2,64 \cdot 10^{-30}$ cm²/sr.	$(2,37 \pm 0,09)\ 10^{-30}$ cm²/sr.	$(2,6 \pm 1)\ F^2$

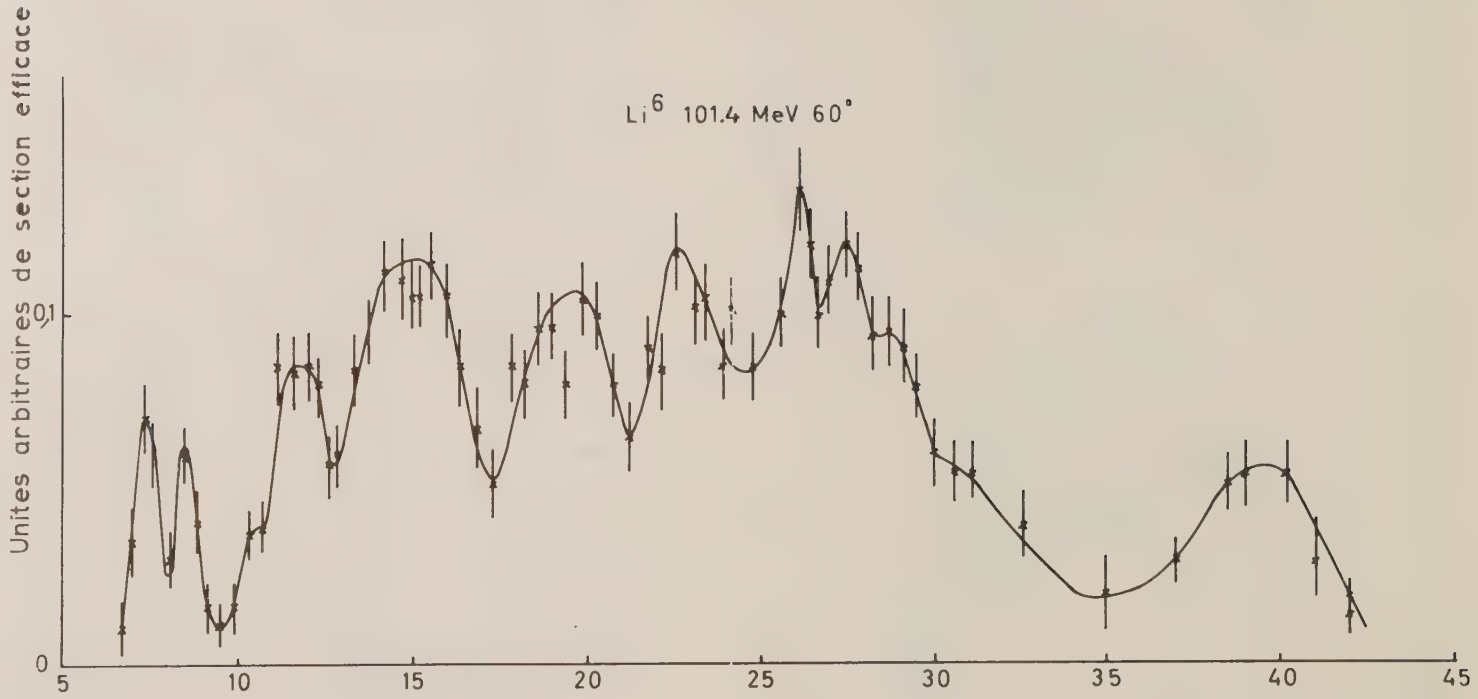


Fig. 34 - Spectre de diffusion inélastique du lithium 6. La section efficace absolue est obtenue en multipliant l'ordonnée par $1,36 \cdot 10^{-30}$ cm²/sr. MeV (soustraction faite de la queue radiative).

Chacune des résonances est analysée par cette méthode ; nous mesurons la section efficace en intégrant l'aire comprise sous le spectre dans les intervalles d'énergie 9 à 17,5 MeV et 17,5 à 32 MeV. L'effet du facteur de forme dans le premier intervalle représente (20 ± 4,3) %, dans le second (10 ± 3,8) %. Cela nous donne $< r^2 >$ = (4 ± 0,8) fermis^2 pour la région du deutéron et $< r^2 >$ = (2,6 ± 1) fermis^2 pour la région de la particule α. Or nous avons trouvé pour le lithium 6 la valeur $< r^2 >$ = 5,8 fermis^2. De plus, le rayon quadratique moyen du deutéron libre est égal à 2 fermis, celui de la particule α est 1,6 fermi, valeurs proches de celles que nous trouvons.

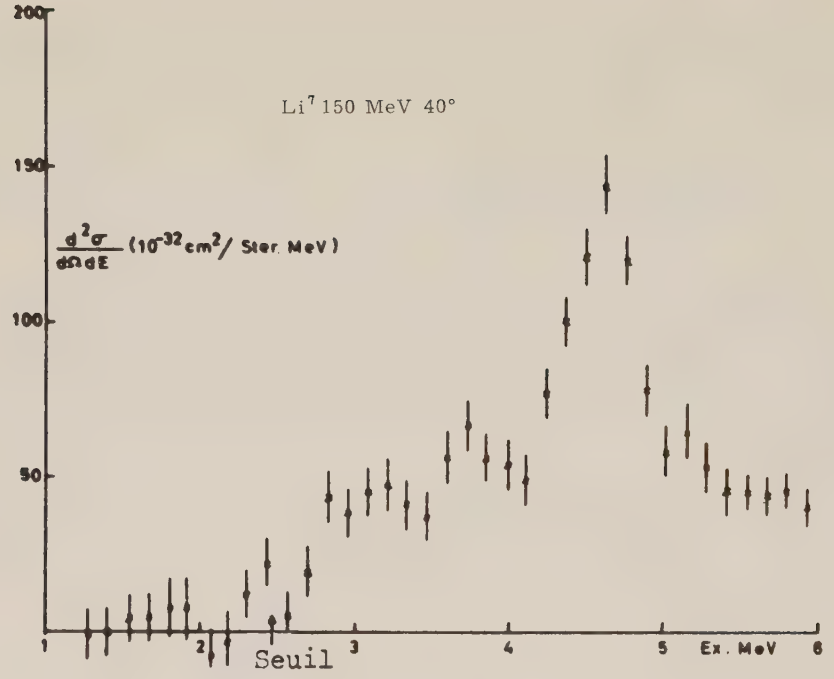
Ces résultats sont en bon accord avec l'explication du processus de photoabsorption par le modèle en amas (d + α). Il ne faut cependant pas oublier que le calcul que nous venons de faire repose sur plusieurs hypothèses : d'abord la section efficace mesurée a été entièrement attribuée à des transitions E1 ; si cela était confirmé, les probabilités réduites de transitions radiatives sont de l'ordre de grandeur attendu pour le modèle à particule indépendante.

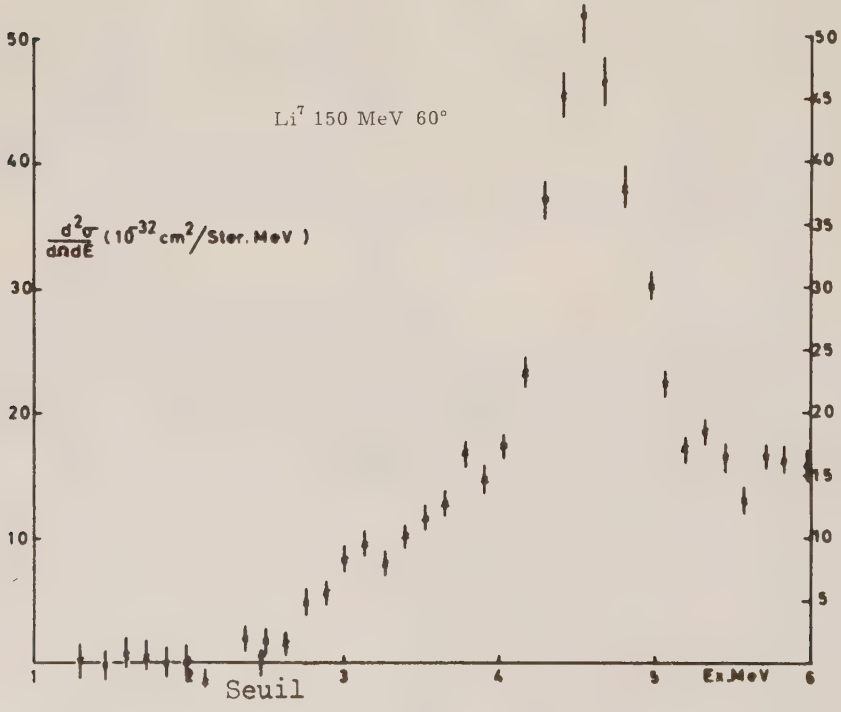
D'autre part l'absorption d'un photon virtuel donne lieu à toutes sortes de réactions et l'équation globale doit être sommée sur tous les états finals. Or seules les mesures de section efficace de la réaction (γ, n) existent. Dans notre calcul nous avons supposé une section efficace (γ, p) égale à celle de (γ, n) ; cette hypothèse est vraisemblable, mais rien ne nous permet d'affirmer qu'elle est vraie.

Enfin le modèle lui-même exige d'autres expériences pour être vraiment accepté car si l'effet du facteur de forme augmente avec le transfert de quantité de mouvement, il ne peut cependant pas l'être indéfiniment : un autre phénomène va intervenir pour de plus grands q qui sera le passage graduel de la diffusion cohérente à la diffusion incohérente. Celle-ci se traduit sur le spectre en énergie par la disparition de toute structure importante [96]; les deux régions de résonances, donc la structure en deutéron et particule α, disparaitront, effacées par la diffusion incohérente. Des expériences en coïncidences pourraient permettre la séparation des deux régions, dans des expériences à grands transferts, mais ce n'est pas possible actuellement avec le cycle de travail de l'accélérateur.

B) Lithium 7.

Nous venons de voir, dans notre conclusion sur l'étude des niveaux discrets du lithium 7, que les spectres en énergie pris sur des cibles débarrassées de toute impureté présentent des bosses entre 2 et 4 MeV d'excitation, c'est-à-dire entre les niveaux connus de ces noyaux. La section efficace de diffusion inélastique mesurée est importante, comme on peut le constater sur les quatre spectres de la figure 35. Comme aucun niveau n'est connu, ni prévu, à ces énergies, nous avons cherché une explication autre qu'un état excité du lithium 7, à savoir que la section efficace mesurée pouvait être celle de l'électrodésintégration du noyau en particule α et triton. Le seuil en énergie de cette réaction est 2,465 MeV. Si nous nous reportons aux spectres de la figure 35 (E_o = 150 MeV, θ = 40°, 60°, 75° et 90°), nous constatons que la section efficace non nulle commence à apparaître entre 2,35 et 2,50 MeV d'un spectre à l'autre ; son ordre de grandeur est comparable à celui du pic à 4,63 MeV qui correspond à l'excitation du niveau 4,63 MeV ; comme cet état excité est dû à une transition électrique quadrupolaire pure, nous pensons que la section efficace mesurée peut être due à une absorption E2.


Li⁷ 150 MeV 40°
$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$ (10^{-32} cm²/ Ster. MeV)
200
150
100
50
1
2
3
4
5
6
Ex. MeV
Seuil


Li⁷ 150 MeV 60°
$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$ (10^{-32} cm²/Ster. MeV)
50
40
30
20
10
1
2
3
4
5
6
Ex.MeV
Seuil

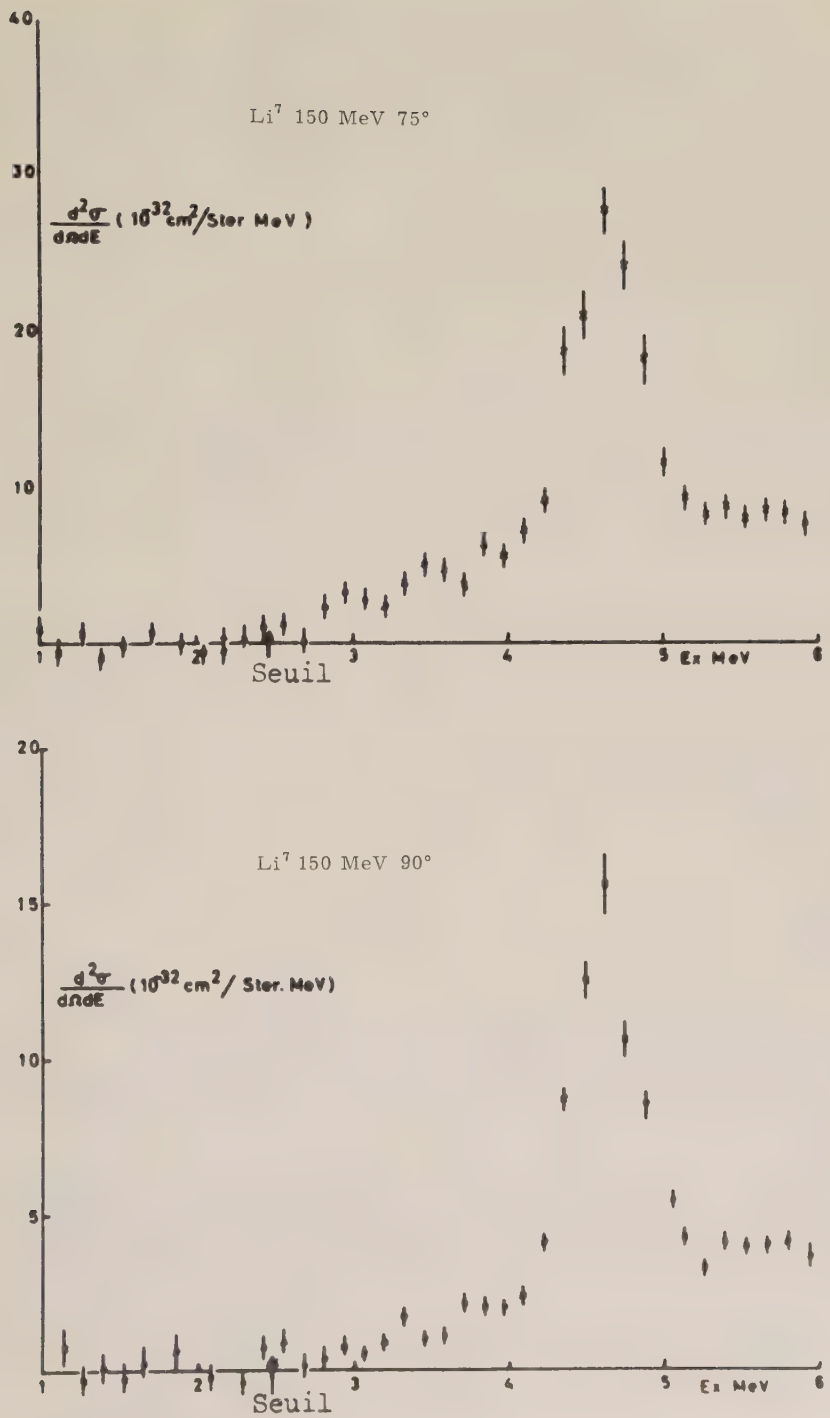


Fig. 35 - 4 spectres de diffusion inélastique (soustraction faite de la queue radiative).

Cette hypothèse est confirmée par la comparaison de cette section efficace avec la section efficace d'absorption de photons réels dont les résultats sont connus et portés fig. 36. Celle-ci présente deux parties : l'une allant de 2 à 3,2 MeV d'excitation, l'autre de 4,4 à 7,5 MeV d'excitation. Elles n'ont pas été calculées de la même façon et elles sont séparées par une lacune en énergie pour laquelle nous ne connaissons pas les sections efficaces.

1/ Du seuil jusqu'à 3 MeV d'excitation, on a calculé la section efficace à partir du processus de capture radiative de particule α par des tritons [97, 98] ;

2/ Au-delà de 4,4 MeV, ce sont les résultats de la photodésintégration Li^7 (γ, α) t de Stoll [73] que nous avons utilisés.

A partir de la photoréaction, dont la section efficace est 2.10^{-28} cm^2 pour une énergie de 3,5 MeV à 40°, nous pouvons calculer la section efficace de la réaction d'électrodésintégration à l'aide de la théorie des photons virtuels ; nous avons déjà vu ce calcul pour le lithium 6. Le tableau 10 donne les résultats calculés, la section efficace mesurée étant 5.10^{-31} $cm^2/sr.MeV$.

Tableau 10

	E1	M1	E2
s.e pour un point diffuseur	$7,76 \cdot 10^{-32}$	$9,83 \cdot 10^{-32}$	$8,52 \cdot 10^{-29}$
avec facteur de forme	$5,43 \cdot 10^{-32}$	$3,94 \cdot 10^{-32}$	$6,69 \cdot 10^{-29}$
$\frac{\sigma_{exp.}}{\sigma_{calculé}}$	~ 10	~ 13	$\sim 1/100$

La première ligne de ce tableau donne la section efficace calculée dans le cas d'un noyau diffuseur ponctuel. La seconde fait intervenir dans le calcul un facteur de forme pour le noyau $F(q) = 1 - 1/6\ (q^2 < r^2 >)$. La troisième ligne donne le rapport entre la valeur mesurée et celle-ci calculée.

Une conclusion que l'on peut en tirer est que l'on met facilement en évidence la composante E2, si petite soit-elle, d'une transition mélangée dans le cas de l'absorption de photons réels. Nous avions déjà relevé un résultat semblable pour l'état excité à 0,478 MeV et pour celui à 6,8 MeV.

D'autre part, le spectre entre les niveaux 0,478 MeV et 4,63 MeV présente une sorte de structure. L'analyse que nous pouvons en faire nous conduit à envisager un modèle en amas (α, t) pour le lithium 7.

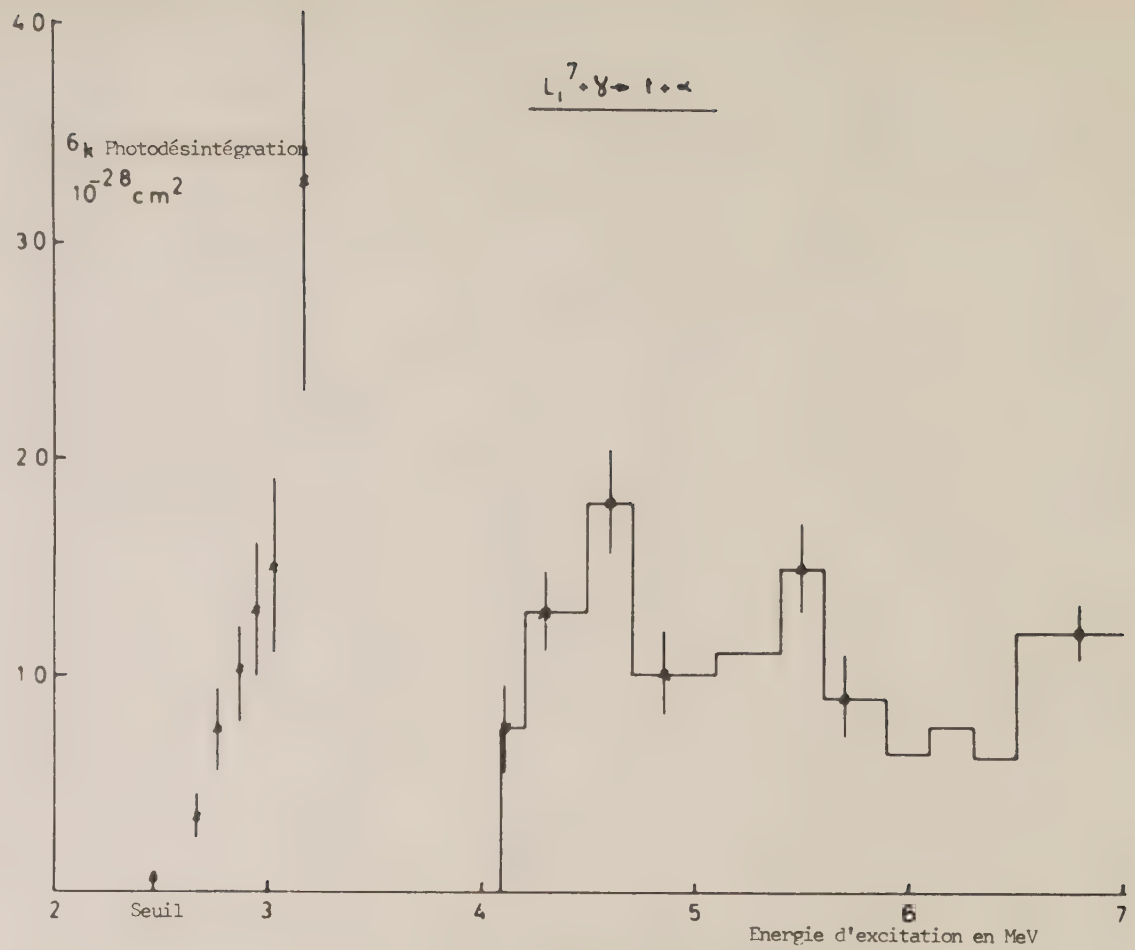


Fig. 36 - Section efficace de photoréaction Li^7 (γ, α) t.

En effet, le calcul de la section efficace de photoréaction pour une absorption électrique λ-polaire dans le cadre du modèle à particule indépendante fait intervenir le coefficient de pénétration P_l pour les ondes λ [12] :

$$\sigma_\lambda(\gamma, \alpha) = \frac{18\ \pi^2\ (\lambda + 1)\ (2\lambda + 1)}{\lambda[(2\lambda + 1)!!]^2\ (\lambda + 3)^2}\ e^2\ K^{2\lambda-1}\ R^{2\lambda}\ \Gamma \qquad (\text{MeV. cm}^2)$$

- Γ est la largeur partielle du niveau pour l'émission de la particule α et est égale à $2k_a R\ P_l\ \gamma_a^2$
- k_a nombre d'onde de la particule α
- R rayon d'interaction de 4 fermis
- γ_a largeur réduite de la particule.

Le coefficient de pénétration pour les ondes successives s, p, d, f, des particules α sortantes [99] est porté sur la figure 37 en fonction d'une part de l'énergie d'excitation dans le lithium 7 $\left(2,465 + \frac{3}{7} E_\alpha^L\right)$ MeV, d'autre part de l'énergie incidente E_α^L dans le laboratoire pour la réaction de capture radiative.

L'absorption de rayonnements M1 et E2 est suivi d'émission de particules α dont les fonctions d'onde sortantes ne peuvent être que p ou f, ce résultat provenant de la règle de conservation de la parité. Or, pour une transition E2, la section efficace de photoréaction est proportionnelle à $K^3\ P_l$ tandis que celle d'électrodésintégration est en $K^2\ P_l$ puisque le spectre des photons virtuels est proportionnel à K^{-1}. Nous voyons sur le spectre à 40° que la section efficace croît rapidement depuis le seuil jusqu'à 3 MeV, ce qui est bien reproduit par le coefficient de pénétration des ondes p. A 3 MeV pour la photoréaction, nous pouvons calculer

$$\sigma(M1) = 7,8 \cdot 10^{-28}\ \Gamma\ \text{cm}^2$$
$$\sigma(E2) = 3,1 \cdot 10^{-30}\ \Gamma\ \text{cm}^2.$$

Si nous prenons pour la largeur partielle réduite la limite de Wigner, soit 2,5 MeV, nous obtenons une section efficace pour la réaction d'électrodésintégration égale à $90 \cdot 10^{-32}$ cm²/MeV, pour une diffusion à 40°, pour une transition E2, avec la théorie du spectre de photons virtuels. Or la valeur mesurée de cette section efficace est $45 \cdot 10^{-32}$ cm²/sr. MeV ; nous en tirons un facteur de recouvrement de 0,5 entre les fonctions d'onde du modèle à particule α et du modèle à particule indépendante, nécessaire pour rendre compte des valeurs trouvées des sections efficaces.

La valeur élevée de ce facteur semble caractéristique du noyau de lithium 7 car on sait que la largeur expérimentale du niveau à 4,63 MeV est 93 KeV, soit le tiers de la valeur limite de Wigner. La même valeur de Γ nous donne une section efficace égale à 2.10^{-30} cm² pour une transition M1, ce qui est en accord avec la section efficace de photoréaction calculée (fig. 36). Ces résultats ne donnent évidemment que des ordres de grandeur mais qui sont encourageants.

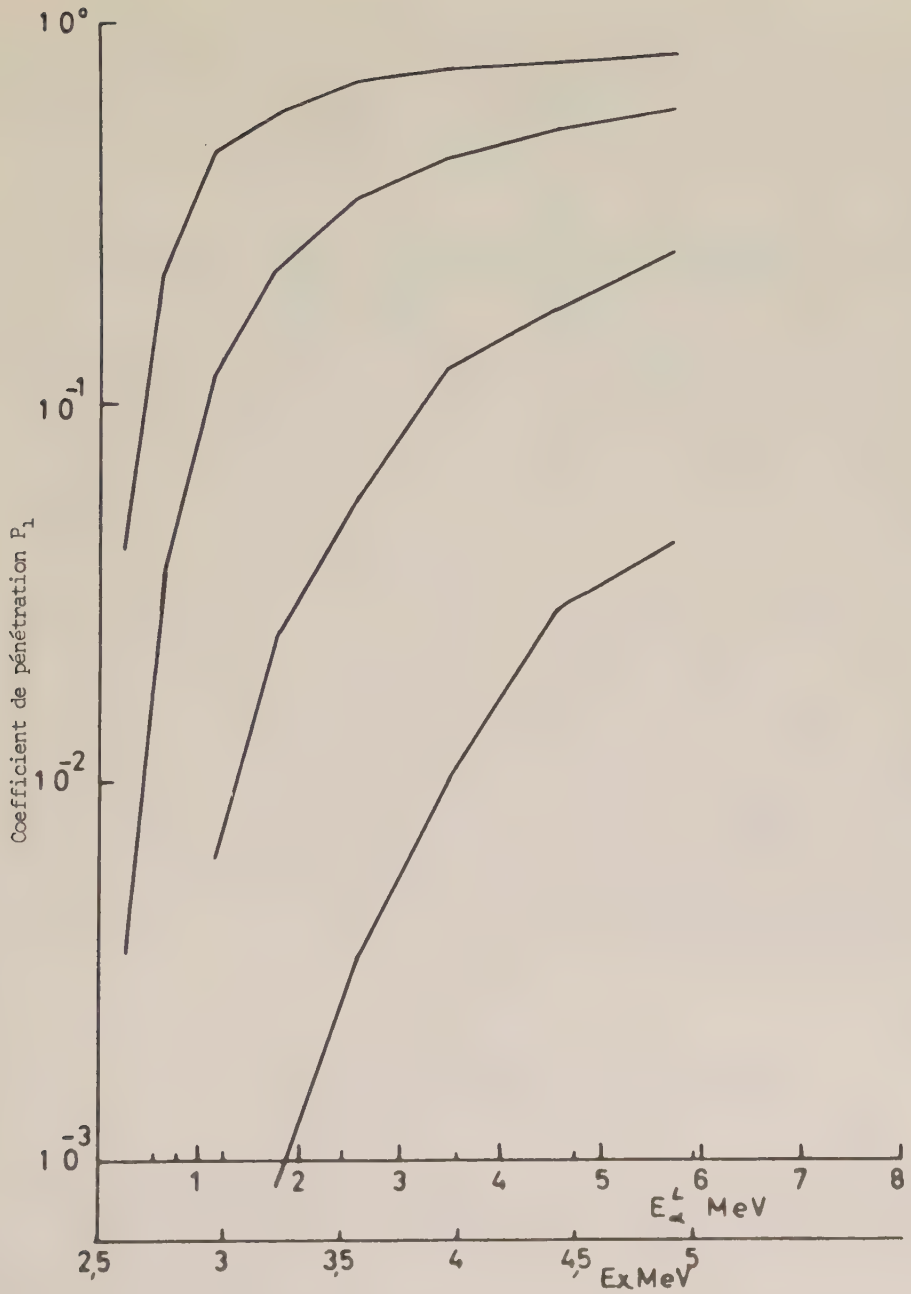


Fig. 37 - Coefficients de pénétration pour les ondes s, p, d, f pour les particules α sortantes. La première abscisse donne E_α^L (énergie de bombardement dans le laboratoire) pour la réaction inverse de capture radiative, la seconde donne l'énergie d'excitation dans le lithium 7 : $\left(2,465 + \frac{3}{7} E_\alpha^L\right)$ MeV.

La seconde bosse dans le spectre de diffusion d'électrons est centrée sur 3,5 MeV. On peut l'attribuer au coefficient de pénétration des ondes d qui présentent une pente très accentuée (fig. 37). Si nous supposons une absorption E1, une largeur réduite égale à seulement un dixième de la valeur limite de Wigner est compatible avec la section efficace mesurée à 40°. Il faut cependant noter que le coefficient de pénétration des ondes p continue de croître entre 3 et 4 MeV d'énergie d'excitation et cela se traduit par une section efficace calculée à 4 MeV trois fois plus grande que celle mesurée, lorsqu'on fait intervenir le facteur $K^2 P_l$. Ce modèle n'est donc qu'une approximation, loin d'être totalement applicable. Il serait cependant intéressant d'avoir les mesures de la réaction inverse de capture (α + t) jusqu'à des valeurs de E_α^L = 10 MeV pour pouvoir continuer cette analyse.

D'autre part la valeur élevée du facteur de recouvrement entre les fonctions d'onde du modèle à particule α et du modèle à particule indépendante conduit à envisager pour ce noyau un modèle à particule α et triton. Ce modèle a déjà été étudié par Czyz [100] pour l'absorption de dipôles électriques, en négligeant les effets coulombiens. Il arrive à la conclusion que cette absorption E1 ne serait pas importante pour des énergies d'excitation inférieures à 4 MeV ; il semble pourtant que jusqu'à 7 MeV l'absorption se fasse essentiellement par des transitions M1 et E2. A partir de nos spectres, nous devrions pouvoir expliquer cette dépendance du facteur de forme, à condition de connaître exactement la section efficace inélastique sous le pic à 4,63 MeV. Pour cela il faudrait intégrer la surface sous le pic et enlever la contribution de la section efficace de la réaction directe de désintégration de façon à soustraire la contribution des ondes p de celle résonnante des ondes f. Or, nous ne connaissons pas la section efficace de la réaction directe. Mais nous pouvons, pour avoir une idée de l'ordre de grandeur, la négliger et calculer les facteurs de forme. Dans ces conditions, c'est le spectre à 90° qui nous donne la plus grande précision. Le tableau 11 nous permet de comparer les facteurs de forme pour le pic à 4,63 MeV et pour le spectre intégré entre le seuil et ce pic. Nous voyons que le premier augmente avec q tandis que le second demeure à peu près constant. Il faut cependant noter, en regardant les quatre spectres, que cette constance est due à ce que les deux composantes centrées sur 3 MeV et sur 3,8 MeV varient en sens inverse avec q.

Tableau 11

Unités de section efficace : cm^2/sr.

Le facteur de forme inélastique est obtenu en divisant la section efficace par σ_{Mott}.

E_o MeV	θ	s.e. intégrée pour le pic à 4,63 MeV	s.e. intégrée en avant du pic à 4,63 MeV	F^2_{in} (4,63)	F^2_{in} (< 4,63)	$q^2 F^{-2}$
148,9	40°	$9,71 \cdot 10^{-31}$	$7,55 \cdot 10^{-31}$	$7,15 \cdot 10^{-3}$	$5,56 \cdot 10^{-3}$	0,266
149,2	60°	$3,86 \cdot 10^{-31}$	$1,66 \cdot 10^{-31}$	$1,54 \cdot 10^{-2}$	$6,59 \cdot 10^{-3}$	0,572
148,2	75°	$1,78 \cdot 10^{-31}$	$6,79 \cdot 10^{-32}$	$1,83 \cdot 10^{-2}$	$6,99 \cdot 10^{-3}$	0,838
147,9	90°	$9,53 \cdot 10^{-32}$	$2,36 \cdot 10^{-32}$	$2,23 \cdot 10^{-2}$	$5,53 \cdot 10^{-3}$	1,124

Nous pouvons enfin noter une dernière caractéristique des spectres de la figure 35 : au seuil de la réaction de désintégration apparait une sorte de pic, en avant duquel la section efficace présente des valeurs négatives, obtenues par soustraction de la queue radiative à la section efficace mesurée. Le spectre présente ensuite une légère bosse suivie d'un retour à des valeurs nulles de la section efficace avant que le pic de la réaction de désintégration n'apparaisse. Mais nous ne pouvons faire aucun commentaire sur ce phénomène.

En conclusion, pour le niveau à 5,7 MeV, une explication nous semble possible : il correspondrait simplement à la désintégration directe du lithium 7 en particule α et triton, sans qu'il soit nécessaire de faire appel à une interaction résonnante entre ces deux dernières particules. Cependant, le fait que la section efficace mesurée au-delà de 3 MeV ne suive pas la loi en $K^2 P_l$ indique que, soit la largeur radiative, soit la largeur partielle d'émission de particule α, soit les deux, varient avec l'énergie d'excitation dans ce noyau.

V. CONCLUSION

Nous avons par cette étude montré l'intérêt, les avantages que présentent les photons virtuels associés aux électrons dans les expériences de diffusion d'électrons. Nous avons ainsi déterminé le caractère et l'ordre multipolaire des transitions dans les trois noyaux étudiés, que ces transitions soient pures ou mélangées ; la contribution longitudinale a toujours pu être mesurée, même lorsque la contribution dominante était transverse (cas des niveaux à 0,478 MeV ; 6,8 MeV du lithium 7). Nous avons pu confirmer, ou attribuer à certains états excités des configurations nucléaires, principalement responsables de ces niveaux d'énergie, lorsque leurs nombres quantiques étaient connus ; quant à ceux pour lesquels il n'y a pas encore suffisamment d'informations, nous avons étudié les différentes possibilités, également valables, mais sans pouvoir les départager (niveaux au dessus de 7 MeV pour l'azote 14).

Trois états excités se sont révélés particulièrement intéressants car ils sont dûs à des transitions pures ; les deux transitions M1 (2,31 MeV de N^{14} et 3,56 MeV de Li^6) ont été étudiées dans le détail de leurs fonctions d'onde et nous avons pu montrer l'influence dominante de certains de leurs termes ($^3S_1$ et $^3D_1$ de l'état fondamental) sur le comportement du noyau. Quant à la transition E2(4,63 MeV de Li^7) elle nous a permis d'analyser le spectre expérimental à l'aide du modèle de Nilsson pour retrouver les différents membres d'une même bande rotationnelle.

Les résultats des expériences d'électrodésintégration des deux isotopes du lithium sont en accord avec le modèle en amas et tendent vers la configuration particule α + deutéron ou triton selon le noyau.

Nous avons aussi montré l'importance de certaines ondes partielles sur d'autres (ici ondes p) dans le processus de capture radiative $\alpha + t \longrightarrow Li^7 + \gamma$. Ce phénomène est particulièrement intéressant car il contribue à la combustion dans les étoiles.

Nous n'avons cependant pas résolu tous les problèmes trouvés dans nos expériences mais nous avons pu étudier leurs différentes possibilités d'explications.

Nos calculs sur l'électrodésintégration du lithium 6 sont basés sur l'hypothèse que des transitions dipolaires électriques contribuent seules à la section efficace. Il reste à vérifier l'importance de la contribution des transitions quadrupolaires, mais quelle qu'elle soit, elle ne doit pas modifier nos conclusions quant à la bonne application du modèle (α + d) pour ce noyau.

Ensuite la différence entre les rayons quadratiques moyens de charge des deux lithium peut être expliquée par la configuration du lithium 6 en particule α et deutéron ; cette hypothèse est appuyée par les résultats de l'électrodésintégration du lithium 6. Mais il serait intéressant de chercher l'existence d'une diffusion magnétique ou d'une diffusion électrique quadrupolaire, possibles toutes deux dans le lithium 7. On peut le faire par des mesures de facteurs de forme pour une diffusion à 180°, par des mesures de facteurs de forme correspondant aux zéros de diffraction dans la diffusion élastique. Le facteur de forme magnétique peut être très différent du facteur de forme électrique. Pourtant, si nous supposons des distributions de charges égales dans le lithium 6 et le lithium 7, et si nous attribuons la différence entre les facteurs de forme mesurés pour ces deux noyaux à la diffusion magnétique du lithium 7, on trouve un facteur de forme magnétique semblable au facteur de forme électrique. Cette hypothèse est d'autant plus valable qu'on sait que le moment magnétique du lithium 7 est bien supérieur au moment magnétique du lithium 6.

En ce qui concerne la section efficace mesurée à 5,7 MeV, elle correspond essentiellement à une transition E2, car pour d'autres multipolarités, la transition devrait être très accélérée. Nous offrons deux explications :

- ou bien il s'agit d'un niveau d'énergie, déjà vu par les mesures suisses de photodésintégration du lithium 7 à 5,5 MeV ;

- ou bien elle provient de l'électrodésintégration directe de ce noyau en α + t.

Les trois modèles étudiés (fig. 29) prévoient soit un niveau $5/2^-$, soit deux niveaux $5/2^-$ au maximum. Le niveau à 7,47 MeV en est un ; celui à 6,8 MeV serait l'autre ; en effet, la probabilité réduite de transition trouvée pour ce niveau est en accord avec le modèle de Nilsson pour une transition entre l'état fondamental 3/2 et l'état 5/2 de la même bande rotationnelle. De plus, la section efficace mesurée à 6,8 MeV est beaucoup trop grande pour pouvoir correspondre à une transition E1 sauf avec un facteur d'accélération égal à 100. Dans ces conditions, la section efficace mesurée à 5,7 MeV correspond à notre deuxième hypothèse et le niveau à 6,8 MeV est le premier niveau $5/2^-$.

Enfin nous expliquons les "bosses" présentées par la section efficace, entre le seuil de la réaction d'électrodésintégration et le niveau d'énergie à 4,63 MeV du lithium 7, par la pénétrabilité de la barrière coulombienne pour les ondes partielles successives. Cependant il faudrait un modèle faisant intervenir un mécanisme d'amortissement de l'onde partielle ; on aurait alors une fonction d'onde spécifique ce qui permettrait de refaire cette étude de façon plus détaillée.

APPENDICE

Nous avons vu, dans l'étude du niveau à 2,31 MeV de l'azote 14, que les coefficients des différentes composantes des fonctions d'onde de l'état fondamental et de l'état excité avaient été calculés dans le cas de couplage L-S [47] et dans le cas de couplage j-j [51] entre les deux nucléons.

Le passage de l'un à l'autre s'effectue au moyen d'un coefficient 9-j de Wigner qui a pour rôle de découpler 4 vecteurs puis de les recoupler différemment.

En effet, une fonction d'onde en couplage L-S :

$$\psi [l_1 \; l_2 \; (L) \; s_1 \; s_2 \; (S) \; JM]$$

et son équivalente en couplage j-j :

$$\psi [l_1 \; s_1 \; (j_1) \; l_2 \; s_2 \; (j_2) \; JM]$$

sont reliées par une matrice de transformation :

$$\psi [l_1 l_2 (L) s_1 s_2 (S) JM] = \sum_{j_1 j_2} < l_1 l_2 (L) s_1 s_2 (S) J \mid l_1 s_1 (j_1) \; l_2 s_2 (j_2) J > \cdot \psi [l_1 s_1 (j_1) \; l_2 s_2 (j_2) \; JM]$$

$$= \sum_{j_1 j_2} < LS \mid j_1 j_2 > \cdot \psi [l_1 s_1 (j_1) \; l_2 s_2 \; (j_2) \; JM]$$

Cette équation est l'expansion d'un tenseur irréductible de degré J en une somme d'autres tenseurs irréductibles de même degré. Il s'ensuit que la matrice de transformation ne dépend pas de M.

On montre par des transformations simples qu'elle est égale à :

$$< LS \mid j_1 j_2 > = \sqrt{(2L + 1) \; (2S + 1) \; (2j_1 + 1) \; (2j_2 + 1)} \begin{Bmatrix} l_1 & s_1 & j_1 \\ l_2 & s_2 & j_2 \\ L & S & J \end{Bmatrix}$$

Le terme entre crochets est un coefficient 9-j et ces coefficients sont tabulés par Matsunobu et Tobeke (Progress of Theoretical Physics *14* (1955)589).

La fonction d'onde de l'état fondamental de l'azote 14 s'écrit :

$$0,264\ \psi(^3S_1) + 0,374\ \psi(^1P_1) + 0,89\ \psi(^3D_1)$$

celle de l'état excité :

$$0,65\ \psi(^1S_0) + 0,76\ \psi(^3P_0)$$

Chaque fonction d'onde composante va être transformée en les composantes $\psi(3/2\ 3/2)$, $\psi(1/2\ 3/2)$ et $\psi(1/2\ 1/2)$ par l'intermédiaire de $< j_1 j_2 \mid LS >$ calculée dans chaque cas.

Ainsi :
$$\begin{aligned} 0,264\ \psi(^3S_1) &= 0,264\ [< 3/2\ 3/2 \mid 0\ 1 > \psi(3/2\ 3/2) \\ &\quad + < 1/2\ 3/2 \mid 0\ 1 > \psi(1/2\ 3/2) \\ &\quad + < 1/2\ 1/2 \mid 0\ 1 > \psi(1/2\ 1/2)\ ] \\ &= 0,264 \left[\frac{\sqrt{30}}{9} \psi(3/2\ 3/2) + \frac{2\sqrt{6}}{9} \psi(1/2\ 3/2) \right. \\ &\quad \left. - \frac{\sqrt{3}}{9} \psi(1/2\ 1/2) \right] \\ &= 0,1607\ \psi(3/2\ 3/2) + 0,1437\ \psi(1/2\ 3/2) \\ &\quad - 0,0508\ \psi(1/2\ 1/2) \end{aligned}$$

En opérant de la même façon pour les quatre autres composantes et en ajoutant les termes un à un, nous obtenons la fonction d'onde de l'état fondamental :

$$0,197\ \psi(3/2\ 3/2) + 0,044\ \psi(1/2\ 3/2) + 0,985\ \psi(1/2\ 1/2)$$

et pour l'état excité :

$$0,092\ \psi(3/2\ 3/2) + 0,996\ \psi(1/2\ 1/2).$$

BIBLIOGRAPHIE

[1] E.K. WARBURTON and W.T. PINKSTON - Phys. Rev. *118* (1960) 733.

[2] L.I. SCHIFF - Phys. Rev. *96* (1954) 765.

[3] K. ALDER, A. BOHR, T. HUUS , B. MOTTELSON and A. WINTER - Rev. Mod. Phys. *28* (1956) 432.

[4] R. HOFSTADTER - Ann. Rev. Nucl. Sc. *7* (1957) 231.

[5] G.R. BISHOP - Nucl. Phys. *41* (1963) 118.

[6] L.I. SCHIFF - Phys. Rev. *92* (1953) 988.

[7] R. HELM - Phys. Rev. *104* (1956) 1466.

[8] E. FEENBERG - Shell Theory of the Nucleus. Princeton University Press (1955).

[9] A. DE SHALIT and I. TALMI - Nuclear Shell Theory. Academic Press (1963).

[10] L.J. TASSIE and W.C. BARBER - Phys. Rev. *111* (1950) 940.

[11] R. WILLEY - Nucl. Phys. *40* (1963) 529.

[12] J.M. BLATT and V.F. WEISSKOPF - Theoretical Nuclear Physics. Wiley and Sons Inc. (1956).

[13] A. EDMUNDS - Angular Momentum in Quantum Mechanics. Princeton University Press (1957).

[14] H.A. JAHN and H. VAN WIERINGEN - Proc. Roy. Soc. *209* (1951) 502 .

[15] I. TALMI - Helv. Phys. Acta *15* (1952) 185.

[16] E. FERMI - Z. Für Phys. *29* (1924) 315.

[17] R.H. DALITZ and D.H. YENNIE - Phys. Rev *105* (1957) 1598.

[18] W.C. BARBER - Phys. Rev. *111* (1958) 1642.

[19] D. ISABELLE and G.R. BISHOP - Nucl. Phys. *45* (1963) 209.

[20] R.M. STERNHEIMER - Phys. Rev. *88* (1952) 851.

[21] J. SCHWINGER - Phys. Rev. *75* (1949) 898.

[22] F. LACOSTE - Thèse Doct. Université de Paris (1962). L.A.L. 1029, Orsay.

[23] Y.S. TSAI - Phys. Rev. *122* (1961) 1898.

[24] D.H. YENNIE and H. SUURA - Phys. Rev. *105* (1957) 1378.

[25] B. ROSSI - High Energy Particles. Prentice Hall (1956).

[26] L. LANDAU - J. Phys. USSR. *8* (1944) 201.

[27] N'GUYEN NGOC - Thèse Doct. Université de Paris (1964). L.A.L. 1097, Orsay.

[28] D.H. YENNIE, S.C. FRAUTSCHI and H. SUURA - Ann. Phys. *13* (1961) 379.

[29] H.A. BETHE and W. HEITLER - The Quantum Theory of Radiation. Oxford Univ. Press (1957).

[30] Y.S. TSAI - Proceedings of International Conference on Nucleon Structure. Stanford Univ. (1963).

[31] L.N. HAND - Phys. Rev. *129* (1963) 1834.

[32] R.A. BERG and C.N. LINDNER - Phys. Rev. *112* (1958) 2072.

[33] E.A. ALTON - Phys. Rev. *135* (1964) B 570.

[34] Onde Electrique *421* (Avril 1962) *435* (Juin 1963).

[35] F. LACOSTE and G.R. BISHOP - Nucl. Phys. *26* (1961) 511.

[36] P. LEHMANN, R. TAYLOR and R. WILSON - Phys. Rev. *126* (1962) 1183.

[37] B. DUDELZAK - Thèse Doct. L.A.L. 1127, Orsay.

[38] R. LOMBARD, G.R. BISHOP et B. MILMAN - L.A.L. 1022, Orsay.

[39] U. MEYER-BERKHOUT, K.W. FORD and A.E.S. GREEN - Ann. Phys. *8* (1959) 119.

[40] H.A. BETHE and J. ASHKIN - Experimental Nuclear Physics. Segré *1* (1953).

[41] J.P. ELLIOTT - Phil. Mag. *1* (1956) 503.

[42] R.A. FERRELL and W.M. VISSCHER - Phys. Rev. *107* (1957) 781.

[43] D.R. INGLIS - Rev. Mod. Phys. *25* (1953) 390.

[44] A.M. LANE - M.I.T. Report (1955), non publié.

[45] I. UNNA and I. TALMI - Phys. Rev. *112* (1958) 452.

[46] E. BARANGER and S. MESHKOV - Phys. Rev. Let. *1* (1958) 30.

[47] B. JANCOVICI and I. TALMI - Phys. Rev. *95* (1954) 289.

[48] E.K. WARBURTON and W.T. PINKSTON - Phys. Rev. *118* (1960) 733.

[49] F. AJZENBERG-SELOVE and T. LAURITSEN - Nucl. Phys. *11* (1959) 1.

[50] C.P. SWANN, V.K. RASMUSSEN and F.R. METZGER - Phys. Rev. *121* (1961) 242.

[51] G.R. BISHOP - Phys. Let. *8* (1964) 128.

[52] Y.C. TANG, K. WILDERMUTH and L.D. PEARLSTEIN - Phys. Rev. *123* (1961) 548.

[53] T.I. KOPALEISHVILI, I. VASHAKIDZE, V.I. MAMASAKHLISOV and G.A. CHILASHVILI - Nucl. Phys. *23* (1961) 430.

[54] J.L. GAMMEL, B.J. HiLL and R.M. THALER - Phys. Rev. *119* (1960) 267 .

[55] K.W. FORD - Ph. D. Thesis. Case Institute of Technology (1961).

[56] P.H. WACKMAN Ph. D. Thesis. University of Pittsburgh (1960).

[57] P.H. WACKMAN and N. AUSTERN - Nucl. Phys. *30* (1962) 529.

[58] J.F. DAWSON and J.D. WALECKA - Ann. Phys. *22* (1963) 133.

[59] J.F. STREIB - Phys. Rev. *100* (1955) 1797 - H 5.

[60] R.A. FERRELL and W.M. VISSCHER - Bull. Am. Phys. Soc. Ser. II, *1* (1956) 17.

[61] D.R. INGLIS - Nucl. Phys. *30* (1962) 1.

[62] J. STRNAD - Phys. Rev. *125* (1962) 1639.

[63] G.C. PHILLIPS and T.A. TOMBRELLO - Nucl. Phys. *19* (1960) 555.

[64] K. WILDERMUTH and Th. KANELLOPOULOS - Nucl. Phys. *7* (1958) 150.

[65] A. GALONSKY and M.T. Mc ELLISTREN - Phys. Rev. *98* (1955) 590.

[66] W.C. BARBER, J. GOLDEMBERG, G.A. PETERSON and Y. TORIZUKA - Nucl. Phys. *41* (1963) 461.

[67] A.N. GORBUNOV and V.M. SPIRIDONOV - J.E.T.P. *6* (1958) 16.

[68] L. COHEN and R.A. TOBIN - Nucl. Phys. *14* (1959) 243.

[69] H. UBERALL - Phys. Rev. *116* (1959) 221.

[70] S. MESHKOV and C.W. UFFORD - Phys. Rev. *101* (1956) 734.

[71] D. KURATH - Communication privée.

[72] F. AJZENBERG-SELOVE - Rev. Mod. Phys. *27* (1955) 77.

[73] P. STOLL - Helv. Phys. Acta, *27* (1954) 395.

[74] D. KURATH - Phys. Rev. *101* (1956) 216.

[75] SOPER - Phil. Mag. *2* (1957) 1219.

[76] F.R. HAIG - Nucl. Phys. *7* (1958) 429.

[77] J.B. MARION - Nucl. Phys. *4* (1057) 282.

[78] A.B. CLEGG - Nucl. Phys. *33* (1962) 194.

[79] S.G. NILSSON - Mat. Fys. Medd. Dans. *29* (1955) N° 16.

[80] R.K. SHELINE and K. WILDERMUTH - Nucl. Phys. *21* (1960) 196.

[81] F.C. KHANNA, Y.C. TANG and K. WILDERMUTH - Phys. Rev., *124* (1961) 515.

[82] P.D. KUNZ - Ann. Phys. *11* (1960) 275.

[83] J.F. STREIB - Communication privée. Hofstadter, Ann. Rev. Nucl. Sci. *7* (1957) 231.

[84] G. MORPURGO - Nuovo Cimento, *3* (1956) 430.

[85] P.H. STELSON, F.K. Mc GOWAN - Nucl. Phys. *16* (1960) 92.

[86] C.P. SWANN, V.K. RASMUSSEN and F.R. METZGER - Phys. Rev. *114* (1959) 862.

[87] P. STOLL and M. WACHTER - Nuovo Cimento, *10* (1953) 347.

[88] P. ERDOS and al. Nuovo Cimento *12* (1954) 639.

[89] SHARP, KENNEDY, SEARS and HOYLE - Atomic Energy of Canada Ltd. Report CRT 556 (1953).

[90] K. ALDER, A. BOHR, T. HUUS, B. MOTTELSON and A. WINTER - Rev. Mod. Phys. *28* (1956) 432.

[91] M.E. ROSE - Phys. Rev. *91* (1953) 610.

[92] A.K. KERMAN - Dan. Mat. Fys. Medd. *30* (1956) N° 15.

[93] S. COSTA, S. FERRONI, V. WATAGHIN and R. MALVANO - Phys. Let. *4* (1963) 308.

[94] T.A. ROMANOWSKI and V.H. VOELKER - Phys. Rev. *113* (1959) 886.

[95] TITTERTON and BUNKLEY - Proc. Roy. Soc. *212* (1951) A. 64.

[96] P. BOUNIN et G.R. BISHOP - Journal de Physique. *22* (1961) 555.

[97] H.D. HOLMGREN and R.L. JOHNSTON - Phys. Rev. *113* (1959) 1556.

[98] RILEY, WAVEN and GRIFFITHS - Bull. Am. Phys. Soc. *3* (1958) 330.

[99] I. BLOCH and al. Phys. Rev. *80* (1950) 553.
Rev. Mod. Phys. *23* (1951) 147.

[100] W. CZYZ - Nuovo Cimento *3* (1955) 320.

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé :
Paris, le 5 Avril 1965
Le Doyen de la Facultés des Sciences,
M. ZAMANSKY

Vu
et Permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie de Paris,
J. ROCHE

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN
Ouvrages scientifiques
TYPO - OFFSET
GAP (Hautes-Alpes)
Dépôt légal n° 378
1965